

РОБЕРТ ВИХАРД ПОЛЬ

ОПТИКА И АТОМНАЯ ФИЗИКА

Перевод с немецкого
Н. М. ЛОЗИНСКОЙ

Под редакцией
Н. А. ТОЛСТОГО



ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»
ГЛАВНАЯ РЕДАКЦИЯ
ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ
МОСКВА 1966

OPTIK UND ATOMPHYSIK

VON
ROBERT WICHARD POHLELFTE VERBESSERTE
UND ERGÄNZTE AUFLAGESPRINGER-VERLAG
BERLIN — GÖTTINGEN — HEIDELBERG
1963*Роберт Вихард Польш*

Оптика и атомная физика

М., 1966 г., 552 стр. с илл.

Редактор *Н. А. Райская*Техн. редактор *И. Ш. Аксельрод*Корректор *З. В. Автонова*

Сдано в набор 28/IV 1966 г. Подписано к печати 10/X 1966 г. Бумага 60×90^{1/16}.
Физ. печ. л. 34,5. Условн. печ. л. 34,5. Уч.-изд. л. 35,06. Тираж 35000 экз. Цена книги 1 р. 43 к.
Заказ № 189.

Издательство «Наука».

Главная редакция физико-математической литературы.
Москва, В-71, Ленинский проспект, 15.

Ленинградская типография № 2 имени Евгении Соколовой Главполиграфпрома
Комитета по печати при Совете Министров СССР, Измайловский проспект, 29.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие редактора перевода	10
Из предисловия автора к 11-му изданию	13
Из предисловия к первому немецкому изданию	14

ЧАСТЬ ПЕРВАЯ КЛАССИЧЕСКАЯ ОПТИКА

Глава I. Введение. Измерение мощности излучения	15
---	----

§ 1. Введение (15). § 2. Глаз как индикатор излучения. Полосы Маха (15). § 3. Физические индикаторы излучения. Прямое измерение мощности излучения (17). § 4. Косвенное измерение мощности излучения (19).

Глава II. Простейшие оптические наблюдения	21
--	----

§ 5. Световой пучок и световые лучи (21). § 6. Точечные и линейные источники света (24). § 7. Основные закономерности отражения и преломления (24). § 8. Закон отражения как предельный закон. Рассеянный свет (28). § 9. Полное отражение (28). § 10. Призмы (31). § 11. Линзы и вогнутые зеркала (33). § 12. Разделение параллельных световых пучков путем отображения (39). § 13. Распространение света в виде бегущих волн (40). § 14. Излучение с различными длинами волн. Дисперсия (43). § 15. Некоторые технические вспомогательные устройства. Угловые зеркала и отражательные призмы (47).

Глава III. Отображение и роль ограничения	50
---	----

§ 16. Точки изображения, даваемого линзой, как дифракционные картины краев линзы (50). § 17. Разрешающая сила линз и, в частности, глаза и телескопа (53). § 18. О возникновении дифракции. Различие между дифракцией Фраунгофера и Френеля (56).

Глава IV. Сведения (в том числе технические), касающиеся отображения и ограничения пучков	60
---	----

§ 19. Предварительное замечание (60).

I. Разъяснение действия линз и вогнутых зеркал

§ 20. Главные плоскости и узловые точки (60). § 21. Зрачки (64). § 22. Общие замечания о погрешностях отображений (69). § 23. Сферическая абберация, или отверстиеная ошибка (71). § 24. Астигматизм

косых пучков и искривление плоскостч изображения (72). § 25. Кома и условие синусов (74). § 26. Дисторсия (77). § 27. Хроматическая абберация (77). § 28. Достижения инструментальной оптики. Зеркало Шмидта (80).

II. Оптические приборы

§ 29. Увеличение угла зрения лупой и телескопом (81). § 30. Увеличение угла зрения проекционным аппаратом и микроскопом (84). § 31. Разрешающая сила микроскопа. Числовая апертура (84). § 32. Телескопические системы (88). § 33. Поле зрения оптических приборов (91). § 34. Отображение пространственно протяженных предметов и перспектива (95).

Глава V. Энергия излучения и ограничение пучков 101

§ 35. Предварительное замечание (101). § 36. Излучение и угол раскрытия. Определения. Закон Ламберта (101). § 37. Излучение поверхности Солнца (106). § 38. Плотность излучения S^* и облученность b при отображении (107). § 39. Источники с силой излучения, не зависящей от направления (109). § 40. Параллельный пучок света как недостижимый предельный случай (111).

Дополнение. К вопросу о действии телескопа

§ 41. Облученность и телескоп (111).

Глава VI. Интерференция 114

I. Общие замечания

§ 42. Предварительные замечания (114). § 43. Интерференция волновых групп, исходящих из точечных источников (114). § 44. Замена точечных волновых центров протяженными. Условие когерентности (116).

II. Интерференция световых волн

§ 45. Общие замечания об интерференции световых волн (117). § 46. Пространственно интерференционное поле с двумя отверстиями в качестве волновых центров. Наблюдение поперек пучка (118). § 47. Пространственное интерференционное поле с двумя зеркальными изображениями в качестве волновых центров. Наблюдение вдоль пучка (120). § 48. Интерференционные полосы в фокальной плоскости линзы (122). § 49. Увеличение резкости интерференционных полос. Интерференционная микроскопия. Полосы Мюллера (124). § 50. Демонстрационный опыт, иллюстрирующий условие когерентности (127). § 51. Интерференционный опыт А. Френеля (1816 г.) (128). § 52. Длина волновых групп (128). § 53. Перераспределение мощности излучения при интерференции (130).

III. Некоторые частные случаи интерференции

§ 54. Интерференционные полосы, наблюдаемые с помощью клина и линзы (131). § 55. Стоячие световые волны (134). § 56. Интерференция, возникающая при участии частиц, отклоняющих свет (135).

IV. Применение интерференционного опыта Юнга. Интерферометр

§ 57. Интерференционный опыт Юнга при фраунгоферовском способе наблюдения (138). § 57а. Оптические интерферометры (140).

Глава VII. Дифракция 141

I. Дифракция на непрозрачных структурах

§ 58. Тень (143). § 59. Дальнейшие сведения о роли дифракции при отображении (145). § 60. Теорема Бабинне (147). § 61. Дифракция на многих беспорядочно расположенных отверстиях или частицах (149).

II. Дифракция на прозрачных структурах

§ 62. Радуга (151). § 63. Дифракция на ступенке. Ступенчатая решетка (153). § 64. Размытая решетка. Синусоидальная амплитудная решетка и экспериментальное определение неизвестных параметров решетчатых структур (155). § 64а. Решетки с фазовой структурой (156). § 65. Видимое изображение невидимых предметов. Теневые методы (157). § 66. Образование изображения в микроскопе по Аббе (160). § 67. Превращение невидимых структур в видимые под микроскопом (162). § 67а. Отображение как передача информации (164).

Глава VIII. Спектральные приборы 166

§ 68. Общие замечания (166). § 69. Призмённые спектральные приборы и их разрешающая сила (166). § 70. Интерференционные спектральные приборы со щелями в виде совокупности волновых центров, образующих решетку (169). § 71. Разрешающая способность решетки и дисперсионная область. Предварительное разложение (172). § 72. Разновидности дифракционных решеток (173). § 73. Интерференционные спектральные приборы, в которых зеркальные изображения служат волновыми центрами, расположенными в виде правильной решетки (176). § 74. Интерференционные светофильтры (182). § 75. Спектральные приборы и белый свет (182). § 76. Интерференционные полосы Тальбота (184).

Глава IX. Скорость света. Свет в движущихся системах отсчета 187

§ 77. Первое измерение скорости света, сделанное Олафом Рёмером (187). § 78. Измерения скорости света в земных условиях (188). § 79. Групповая скорость света (190). § 80. Частота света (191). § 81. Измерение скорости света при наблюдениях в системах отсчета, движущихся с ускорением (192). § 82. Явление Доплера для света (196). § 83. Явление Доплера при больших скоростях (199).

Глава X. Поляризованный свет 201

§ 84. Различие между поперечными и продольными волнами (201). § 85. Свет как поперечная волна (202). § 86. Различные типы поляризаторов (205). § 87. Двойное преломление, в частности в исландском шпате и кварце (206). § 88. Эллиптически поляризованный свет (211). § 89. Общие сведения об интерференции поляризованного света. Интерференция в параллельном пучке поляризованного света (217).

§ 90. Интерференционные явления в расходящемся пучке поляризованного света (219). § 91. Анализ эллиптически поляризованного света (222). § 92. Оптически активные вещества (225). § 92а. Явление Фарадея (226). § 93. Двойное преломление при напряжениях (227). § 94. Заключительное замечание (228).

Глава XI. Связь между поглощением, отражением и преломлением света 229

§ 95. Предварительное замечание (229). § 96. Коэффициент экстинкции и коэффициент поглощения (229). § 97. Средняя глубина проникновения излучения w . Показатель экстинкции или поглощения k (231). § 98. Закон Бера. Удельный коэффициент экстинкции. Эффективное сечение отдельной молекулы (232). § 99. Различие между слабо и сильно поглощающими веществами (233). § 100. Отражение света плоскими поверхностями (235). § 101. Изменение фазы при отражении (238). § 102. Формулы Френеля для слабо поглощающих веществ. Применения (239). § 103. Вывод формул Френеля (243). § 104. Дальнейшие сведения о полном отражении (245). § 105. Математическое представление затухающих бегущих волн (246). § 106. Формула Бера для нормального отражения от сильно поглощающих веществ (249). § 106а. Применение формулы Бера при измерении оптических констант n и k (251). § 107. Поглощение света в сильно поглощающих веществах при наклонном падении (252). § 108. Формулы Коши для определения оптических постоянных сильно поглощающих веществ (253). § 109. Заключительное замечание (256).

Глава XII. Рассеяние 258

§ 110. Обзор содержания главы (258). § 111. Когерентное и некогерентное рассеяние (258). § 112. Рэлеевское рассеяние (258). § 113. Рассеяние видимого света крупными слабо поглощающими частицами (260). § 114. Рассеянное отражение от матовых поверхностей (262). § 115. Основные предпосылки количественного подхода к рассеянию (264). § 116. Излучение колеблющихся диполей. Опыт Перселла (265). § 117. Количественные характеристики дипольного излучения (267). § 118. Создание диполей электрическими полями (268). § 119. Количественная трактовка вынужденных колебаний (268). § 120. Зависимость рэлеевского рассеяния от длины волны (271). § 121. Рэлеевское рассеяние на молекулах и измерение удельного числа молекул N (274). § 122. Экстинкция рентгеновского света и его рассеяние (276). § 123. Число рассеивающих электронов Z в атомах с атомным весом (A) (277). § 124. Рассеяние как способ получения поляризованного рентгеновского света и доказательства того, что он поляризован (279). § 125. Заключительное замечание (280).

Глава XIII. Дисперсия и поглощение 283

§ 126. Обзор содержания главы (283). § 127. Зависимость преломления и экстинкции от длины волны. Экспериментальные данные (283). § 128. Особые свойства металлов (287). § 129. Так называемое металлическое отражение (288). § 130. Глубина проникновения рентгеновского света (290). § 131. Сведение преломления к рассеянию (291). § 132. Качественное объяснение дисперсии (293). § 133. Количественное рассмотрение дисперсии (295). § 134. Показатели преломления для рентгеновского света (297). § 135. Показатель преломления

и плотность вещества. Удельная рефракция. Увлечение света (298). § 136. Искривленные световые лучи (300). § 137. Качественное объяснение поглощения (303). § 138. Количественное рассмотрение поглощения (304). § 139. Форма полос поглощения (305). § 140. Количественный абсорбционный спектральный анализ (307). § 141. Свойства оптически активных резонаторов (309). § 142. Механизм поглощения света в металлах (312). § 143. Полное отражение электрических волн свободными электронами в атмосфере (314). § 143а. Свободные электроны и колебания плазмы (315). § 144. Экстинкция, вызываемая малыми частицами сильно поглощающих веществ (316). § 145. Вывод уравнения (223) (320). § 146. Экстинкция, вызванная крупными металлическими коллоидными частицами. Наведенный дихроизм и наведенное двойное преломление (323).

ЧАСТЬ ВТОРАЯ

ОПТИКА И АТОМНАЯ ФИЗИКА

Глава XIV. Квантовая природа поглощения и испускания света атомами и ее связь со строением атома 326

§ 147. Предварительное замечание (326). § 148. Основные опыты по фотоэлектрическому эффекту (326). § 149. Уравнение фотоэффекта и постоянная Планка h (327). § 150. Спектральные линии атомов (332). § 151. Спектральные серии. Комбинационный принцип (335). § 152. Схема уровней атома водорода (337). § 153. Схема уровней для атомов Na и Hg (339). § 154. Обозначения энергетических уровней (340). § 155. О величинах, используемых спектроскопистами (341). § 156. Обзор (342). § 157. Полуширина спектральных линий (342). § 158. Время жизни возбужденных состояний и концентрация возбужденных атомов (345). § 159. Спектральные серии в спектрах поглощения. Главные серии (346). § 160. Резонансная флуоресценция (347). § 161. Линейчатая флуоресценция (349). § 162. Удары второго рода (350). § 163. Сенсибилизированная флуоресценция (351). § 164. Метастабильные состояния (351). § 164а. Самоуправляемые источники света (лазеры) (353). § 165. Соударения медленных электронов с атомами (358). § 166. Ионизация атомов электронным ударом (359). § 167. Возбуждение атомов электронным ударом (360). § 168. Сплошной спектр за границей серии. Рекомбинационное свечение. Двойные и тройные столкновения (361). § 169. Размеры атомов и их строение (363). § 170. Боровская модель атома водорода (366). § 171. Спектры водородоподобных ионов (369). § 172. Удаление последнего электрона из водородоподобного иона (371). § 173. Уточненные значения ридберговской частоты (371). § 174. Модель атома водорода и принцип относительности (372). § 175. Границы применимости модели атома водорода (373). § 176. Периодическая система элементов (374). § 177. Закон чередования Ридберга (376). § 178. Спектроскопический закон смещения (378). § 179. Оболочечное строение атома (379). § 180. Оболочечное строение атомов и их работы ионизации (380). § 181. Назначение следующих параграфов (381). § 182. Тормозное рентгеновское излучение и постоянная Планка h (381). § 183. Спектральное распределение энергии в тормозном излучении (383). § 184. Спектральные линии и схема уровней в спектре рентгеновского света (387). § 185. Рентгеновские спектры и атомный номер (391). § 186. Фотозффект, в частности внутриатомный, в рентгеновской области (395). § 187. Общая схема уровней для всего

спектра (399). § 188. Момент количества движения (спин) и магнитный момент электрона (400). § 189. О систематике спектральных серий (401). § 190. Лесенки S, P, D, \dots схемы уровней (402). § 191. Расщепление лесенок S, P, D, F, \dots в схеме уровней (405). § 192. Пространственное квантование (409). § 193. Расщепление спектральных линий в магнитном поле. Нормальное явление Зеемана (410). § 193а. Гиромагнитный, или электронный, спиновый резонанс (413). § 194. Аномальное явление Зеемана и явление Пашена — Бака (414). § 195. Расщепление спектральных линий в электрическом поле. Явление Штарка (415). § 196. Сверхтонкая структура спектральных линий. Момент количества движения атомного ядра (416). § 197. Принцип Паули (418).

Глава XV. Квантовая природа поглощения и испускания света молекулами 421

§ 198. Предварительное замечание (421). § 199. Молекулярные спектры. Обзор (421). § 200. Группы линий в молекулярных спектрах, называемые полосами (423). § 201. Схема уровней молекулярного спектра для простой модели (426). § 202. Схема уровней молекулы, основанная на более точной модели (428). § 203. Полосатые спектры и форма молекул (431). § 204. Полосатые спектры растворенных и адсорбированных молекул, а также молекул в молекулярных кристаллических решетках (433). § 205. Комбинационное рассеяние (435). § 206. Флуоресценция молекул (438). § 207. Время жизни возбужденных состояний молекул (439). § 208. Процессы, сопутствующие возбуждению молекул (440). § 209. Поляризованная флуоресценция (441). § 210. Оптическая диссоциация (441). § 210а. Принцип Франка — Кондона (443). § 211. Преддиссоциация (446). § 212. Химическое действие оптически возбужденных молекул (446). § 213. Получение света химическим путем (448). § 214. Общие замечания о молекулярной фосфоресценции (448). § 215. Молекулярная фосфоресценция в твердых органических растворах (448). § 216. Молекулярная фосфоресценция в кристаллических растворах. Галоидные фосфоры (449).

Глава XVI. Тепловое излучение 451

§ 217. Предварительное замечание (451). § 218. Основные опытные факты (451). § 219. Закон Кирхгофа (452). § 220. Черное тело и законы черного излучения (454). § 221. Селективное тепловое излучение (457). § 222. Термические источники света (458). § 223. Оптический метод измерения температуры. Черная и цветовая температуры (460).

Глава XVII. Дуализм волна — корпускула 464

§ 224. Обзор (464). § 225. Локализация энергии излучения. Фотон (465). § 226. Локализация импульса излучения. Явление Комптона (466). § 226а. Распределение рентгеновского тормозного излучения по направлениям (468). § 227. Импульс фотона и явление Доплера (469). § 228. Давление света (470). § 229. Поляризация света и момент количества движения фотона (471). § 230. Волны материи (473). § 231. Фазовая скорость v волн материи и скорость перемещения частицы u (476). § 232. Волновомеханическая статистика (477). § 233. Электронный микроскоп (480). § 234. Электронный микроскоп с холодной эмиссией (481).

Глава XVIII. Квантовая оптика твердых тел 483

§ 235. Предварительное замечание (483). § 236. Классификация твердых тел по типу связи в решетке (483). § 237. Спектры поглощения кристаллов (485). § 238. Общие сведения о схеме энергетических уровней идеального кристалла (488). § 239. Схема уровней неидеального кристалла (490). § 240. Кристаллы с металлической связью (491). § 241. Бесприменные кристаллы с гомеоплярной связью (492). § 242. Бесприменные кристаллы с гетероплярной связью (493). § 243. Обзор (494). § 244. Общие замечания о влиянии дефектов решетки и чужеродных примесей (495). § 245. Центры окраски щелочно-галлоидных кристаллов (496). § 246. Оптическое возбуждение центров окраски приводит к флуоресценции (498). § 247. Оптическая диссоциация центров окраски. Реакция $F \rightleftharpoons F'$ (499). § 248. Движение электронов при реакции $F \rightleftharpoons F'$ (501). § 249. Оптическая диссоциация КН в бромистом калии (503). § 250. Фотохимическая сенсibilизация (507). § 251. Фотография (508). § 252. Люминесценция кристаллофосфоров. Оптические явления (509). § 253. Объяснение люминесценции кристаллофосфоров через сопровождающие ее электрические и фотохимические процессы (511). § 254. Применение модели кристаллофосфора (512). § 255. Излучение света кристаллофосфорами в электрических полях (514). § 256. Внешний и, в частности, селективный фотоэффект (514).

Глава XIX. Зрительное ощущение и фотометрия 518

§ 257. Предварительные замечания (518). § 258. Методы изменения облученности (518). § 259. Необходимость фотометрии (519). § 260. Принцип фотометрии (519). § 261. Определение равенства двух освещенностей. Гетерохромная фотометрия (522). § 262. Спектральное распределение чувствительности глаза, или светового выхода. Объективная фотометрия (525). § 263. Время нарастания и время суммирования зрительного ощущения (527). § 264. Яркость (528). § 265. Нецветные окраски. Условия их возникновения (531). § 266. Цветные окраски, их тона и оттенки (533). § 267. Цветные светофильтры для получения чистых цветов (535). § 268. Красители (пигменты)¹ (538). § 269. Возникновение блеска (539).

Приложение 541

I. О дипольном излучении (541). II. Вывод уравнения (208), § 142 (541).

Важные постоянные 543

Предметный указатель 544

ПРЕДИСЛОВИЕ РЕДАКТОРА ПЕРЕВОДА

Книги Р. В. Поля настолько хорошо известны физикам всего мира — и сложившимся ученым, и учащимся, что никакой вводной формулы знакомства с этим автором не требуется: своеобразие стиля, оригинальность изложения, громадный педагогический и научный опыт ярко отражены в каждой странице, написанной Полем.

«Оптика и атомная физика» представляет собой последний, третий том «Введения в физику»; он замыкает внутренне-согласованный цикл учебников для высшей школы, созданный и десятилетиями обрабатывавшийся и улучшавшийся автором.

Своеобразие созданных Р. В. Полем учебных монографий по физике, несомненно, сильнее всего проявляется именно в третьем томе его курса. Это вполне понятно, ибо здесь учебный материал теснее всего переплетается с той областью науки, в которой Польш заслужил репутацию талантливого исследователя: я имею в виду Поля — оптика, основателя научной школы, давшей ряд ярких экспериментальных работ с кристаллами, одного из пионеров квантовой оптики твердого тела. На всяком учебнике (если он не представляет собой простой компиляции) неизбежно лежит отпечаток личного педагогического опыта автора. Характер этого опыта и вытекающая из него педагогическая манера существенно зависят от той аудитории, в которой автор излагал свой предмет. Знакомясь с «Оптикой» Поля, читатель ясно почувствует, что многое из того, что привлекло его внимание, разъяснялось автором не только в студенческой аудитории, но также и в кругу его учеников, в его лаборатории, на научном семинаре. Отсюда то обилие ярких замечаний, остроумных и поучительных опытов, подчеркиваний важного, предостережений против типичных заблуждений — словом все то, чем, вообще, славятся книги Поля, и что в особой степени характерно для данного тома. От этого — тот громадный диапазон читателей, которым будет интересна книга Поля: от студента до профессионального физика-оптика.

На русском языке эта книга была издана всего лишь однажды, в 1947 г. Перевод был сделан с 3-го немецкого издания,

книга тогда называлась «Введение в оптику». Настоящий перевод выполнен с 11-го немецкого издания. Изменения и дополнения, накопившиеся во всех последовательных изданиях, после 3-го, столь велики, что перед нами, в сущности, новая книга. Изменилось название, расчленение на главы стало иным, включено изложение ряда оптических новинок, все содержание значительно сдвинулось в сторону физической оптики. Ныне книга разбита на две части: часть I «Классическая оптика» (т. е. геометрическая и волновая оптика) и часть II «Оптика и атомная физика» (это — квантовая оптика вместе с основами спектроскопии).

Неустанная работа над улучшением своих книг заставила Поля неоднократно переносить материал из одних томов в другие. Если проследить за разными немецкими изданиями «Оптики», то можно увидеть, что многие параграфы кочевали из этого тома в «Электричество» и «Механику» и обратно. Разумеется, тут отражается не только забота автора о наилучшей группировке материала, но и условность традиционного деления на оптику, механику, электричество и т. д. К сожалению, однако, эта перегруппировка создает досадные трудности при переводе книг Поля: русские издания всей «тройки» томов оказываются менее согласованными друг с другом, чем те тройки томов, которые немецкий читатель может подобрать из многочисленных оригинальных изданий. Так, например, 11-е издание «Оптики» согласовано с 18-м изданием «Электричества» (1961 г.) и с 15-м изданием «Механики» (1962 г.). Сравнивая 11-е издание «Оптики» с предыдущим, 10-м, я все же считал целесообразным сохранить в 11-м издании два исчезнувших из него параграфа (здесь §§ 18 и 210а), которые разъясняют ряд колебательно-волновых представлений с помощью механических моделей.

Своеобразие педагогического опыта Поля находит свое выражение, в частности, в его отношении к терминологии, обозначениям и единицам; он с таким темпераментом проводит свои взгляды на эту сторону дела, что всякая попытка «причесать» его изложение под тот или иной стандарт представляется недопустимым вмешательством в замыслы автора. Поэтому переводчик и редактор постарались почти везде сохранить терминологию, обозначения и единицы автора, указав в некоторых случаях также и более известные стандартные термины. Так, например, автор пользуется термином «плотность излучения» и «плотность светового потока» вместо «энергетическая яркость» и «яркость»; вместо привычных рентгеновых лучей Поль всегда говорит о «рентгеновском свете» и т. п. Нет нужды перечислять все, в общем не столь уж многочисленные случаи «странного»

словоупотребления — читатель отметит их сам; к тому же термины Поля всегда тщательно определены, разъяснены и используются со скрупулезной последовательностью. Я не исключаю возможности, что они могут повлиять на русскую стандартную терминологию при ее очередном пересмотре. Редактор также надеется, что «лучепреломление» наконец прочно сменится «преломлением» и что «полное отражение» перестанет быть «внутренним».

В заключение я хотел бы дать ответы на два естественных вопроса. Каково главное достоинство этой книги? Ответ: из всех книг по оптике это — книга с минимумом формализма и с максимумом физического смысла. Каков ее главный недостаток? Ответ: «Оптика» Поля не может заменить ни преподавателю, ни студенту обычного учебника оптики. Поля надо читать или до, или после добросовестной проработки стандартного курса, но не вместо оной. Отмечу заодно еще один недостаток, хотя и не «главного» калибра, но довольно характерный. Выбор и расстановка имен, связанных с историей развития оптики, отражая, очевидно, какие-то специальные симпатии автора, мягко говоря, не отличаются объективностью. Впрочем, оба эти недостатка нейтрализуются существованием на русском языке прекрасных курсов «обычного» типа (например, курсы Ландсберга, Фриша и Тиморевой, отчасти — Горелика).

Я убежден, что как советское студенчество, так и научно-инженерные круги встретят новое издание «Оптики» с тем горячим одобрением, которого эта книга заслуживает, и получат от чтения ее ту пользу и удовольствие, которые старался доставить читателю талантливый автор.

Н. А. Толстой

ИЗ ПРЕДИСЛОВИЯ АВТОРА К 11-МУ ИЗДАНИЮ

В 15-м издании «Механики» (1962 г.) учение о волнах изложено подробнее, чем в прежних изданиях. Это потребовало внесения значительных изменений в «Оптику» (гл. VI—VIII, посвященные интерференции, дифракции и спектральным приборам). При этом удалось сократить текст на 10 страниц.

В настоящее издание внесены ряд дополнений, например, в §§ 67а и 164а. Надеюсь, что я нигде не переступил недопустимым образом границу между оптикой и оплотехникой.

Крайне вероятно, что данное издание книги будет последним, которое я еще смогу обработать сам. В связи с этим я позволю себе сделать одно замечание личного характера. Учение о свете и зрительном ощущении всегда особенно пленяло меня. Уже в первых лекциях, читанных мною более 50 лет назад в Берлинском университете, я пытался с помощью демонстрационных опытов пробудить в моих слушателях понимание этой области и симпатию к ней. Этим и объясняется то, что книга содержит «массу добавочных сведений, которые можно было бы найти только в специальной литературе». Так сказано в очень полном и внимательном обсуждении, которому Н. А. Толстой подверг 10-е издание этой книги. Такой отзыв меня обрадовал. Проф. Толстой увидел и подчеркнул то, к чему я стремился в моем изложении.

Р. В. Поль

Гёттинген, декабрь 1962 г.

ИЗ ПРЕДИСЛОВИЯ К ПЕРВОМУ НЕМЕЦКОМУ ИЗДАНИЮ

Настоящий заключительный том Введения в физику должен был содержать оптику и учение о теплоте. Вместо этого в нем излагается только оптика и кое-что из атомной физики. Учение о теплоте будет присоединено к тому, посвященному механике и акустике. Новое издание этого тома готовится.

Содержание настоящего тома во многом отличается от содержания наших обычных учебников. Поэтому и здесь в заглавии сохранено слово «введение».

В первых шести главах на первом плане стоит ограничение световых пучков. Решающее значение этого ограничения становится ясным каждому, кто знает эти явления по собственному опыту, а не только из чужих источников. При этом часто принимались во внимание потребности учителей, например при сравнении различных опытов по интерференции света. В главе об интерференции кое-что публикуется впервые.

Особое внимание обращено на единообразный подход к рентгеновскому и обыкновенному свету. Автор не скрывает некоторой пристрастности к оптическим явлениям в твердых телах; оправданием этому может служить область его собственных работ.

В данном томе еще больше, чем в других, начинающий должен будет сначала кое-что пропустить; но если он и пропустит мелкий шрифт и вычисления, то все же сможет уследить за ходом мысли и в более трудных местах. Формулу Бера получить без вычислений нельзя, как нельзя понять и большое отражение света сильно поглощающими телами (металлами) только на основании опыта на модели. То же самое относится и к ряду других вопросов, например к формуле дисперсии. На основной момент — роль сдвинутых по фазе вторичных волн — поймет, вероятно, всякий начинающий.

Р. В. Поль

ЧАСТЬ ПЕРВАЯ

КЛАССИЧЕСКАЯ ОПТИКА

ГЛАВА I

ВВЕДЕНИЕ. ИЗМЕРЕНИЕ МОЩНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ

§ 1. **Введение.** Ночью, в потемках, накрою голову одеялом и надавим пальцем на глаз в верхней части его стороны, обращенной к носу. Мы увидим яркий свет — желтый блестящий кружок. Словами, напечатанными курсивом, мы описали наши ощущения. Всякое исследование света и его измерение (фотометрия), равно как и исследование цвета и блеска, принадлежат не столько к области физики, сколько к области психологии и физиологии. Помня это, можно заранее избежать многих бесплодных рассуждений.

Знакомые нам ощущения света, яркости, цвета, блеска обязаны действию *излучения*. Нечто, исходящее от излучающих тел — источников света, попадает в наш глаз. На пути к глазу это «нечто» не нуждается ни в какой осязаемой передающей среде. Излучение Солнца и других неподвижных звезд проникает к нам через пустое мировое пространство. Это излучение, вызывающее ощущение света, часто называют световым излучением, или, еще короче, светом. Слово свет в смысле излучения употребляется также по отношению к невидимым лучам. Это двойное значение слова «свет» — с одной стороны, как ощущения, с другой, как физического излучения — имеет свою аналогию в акустике. Ощущение звука также возбуждается излучением некоторого вида. Это излучение, вызывающее ощущение звука, называют кратко звуком. Словом «звук» и здесь пользуются, ничтоже сумняшеся, применительно к звуковым излучениям, не воспринимаемым ухом.

§ 2. **Глаз как индикатор излучения. Полосы Маха.** Наш глаз оказывает нам весьма эффективную помощь при физическом исследовании излучения, способного вызвать в нас ощущение света. Он дает нам гораздо больше, чем ухо в аналогичных задачах исследования звукового излучения. Однако там, где встают задачи количественной оценки, глаз, как и всякий другой орган чувства, отказывает. Он непригоден для численной оценки «большого» и «меньшего».

Разительным примером сказанного служит опыт с «полосами Маха». На рис. 1, а показана звезда, вырезанная из белой бумаги и наклеенная на диск из темного картона. Диск освещают светом, идущим из окна, или лампой и приводят в быстрое вращение любым мотором. При этом глазу представляются три различные кольцевые зоны. Внутренняя посылает с единицы площади наибольшее, внешняя — наименьшее количество

излучения на наш глаз: средняя зона дает непрерывный переход. Это показано графически на рис. 1, б.

Мы видим, однако, — и притом как на вращающемся диске,

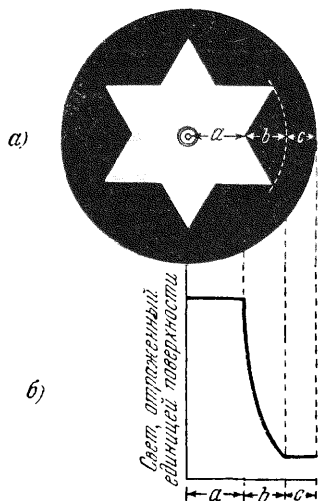


Рис. 1. К возникновению полос Маха.

При быстром вращении диска возникает картина, показанная на рис. 2.

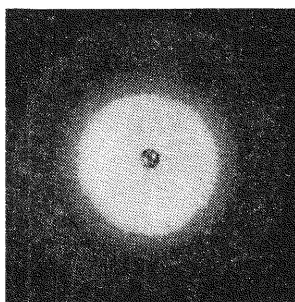


Рис. 2. Фотография полос Маха на границах белого и серого, а также серого и черного.

так и на его фотографии (рис. 2) — распределение, совершенно отличное от действительного. Мы видим внутренний светлый круг, окруженный еще более светлым ободком. Мы видим темное кольцо, окаймленное изнутри еще более темным ободком. Трудно отделаться от впечатления, что от светлого ободка в наш глаз доходит наибольшее, а от темного ободка — наименьшее количество излучения с единицы площади. Каждый неискушенный наблюдатель будет считать эти колечки местами наибольшего и соответственно наименьшего отражения излучения.

Изображенное схематически на рис. 1, б распределение света встречается в ряде опытов и при многих обстоятельствах. Поэтому «полосы Маха» служат источником частых недоразумений.

Несмотря на это, не следует поспешно отмахиваться от полос Маха, как от «оптического обмана». Возникновение полос Маха играет важнейшую роль для всего процесса зрительного восприятия в целом.

Подумаем, например, о том, как происходит чтение черного печатного текста на белой бумаге. Контуры букв на сетчатке получаются нерезкими. Переход от черноты букв к белизне бумаги размыт, как на плохо сфокусированной фотографии. Механизм нашего зрения, однако, способен корректировать эту погрешность с помощью полос Маха. Говоря в переносном смысле, глаз проводит на изображении печатного текста белую окаймляющую полоску в тех местах, где бумага граничит с буквами, и черную полоску в тех местах, где буквы граничат с бумагой. Таким образом, несмотря на размытость изображения на сетчатке, контуры букв представляются нам резкими. Это — важное, вообще типичное для механизма действия наших органов чувств явление.

§ 3. Физические индикаторы излучения. Прямое измерение мощности излучения. Наш глаз — отнюдь не единственный индикатор излучения, испускаемого светящимися телами: все тела, на которые попадает излучение, *нагреваются*, т. е. приобретают некоторое количество энергии. Если речь идет об излучении Солнца или дуговой лампы, то это нагревание ощущается уже кожей нашего тела. Особенно чувствительна внутренняя поверхность ладони.

Тепловое действие излучения дает возможность измерять мощность излучения, т. е. отношение «энергия/время». Принцип измерения поясняет рис. 3. Здесь лампа накаливания облучает

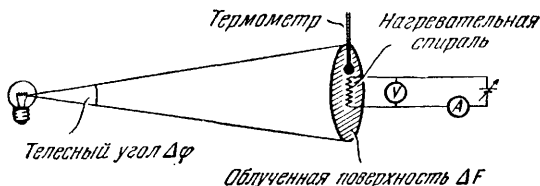


Рис. 3. Калибровка измерителя излучения.

Напряжение источника тока можно варьировать. Если мощность $\Delta\dot{W}$ излучается в угле $\Delta\varphi$ и поглощается поверхностью ΔF , то лампа как излучатель характеризуется силой излучения $J = \Delta\dot{W}/\Delta\varphi$, а поверхность ΔF как приемник излучения — облученностью $b = \Delta\dot{W}/\Delta F$.

металлическую пластинку. Пластинка покрыта сажей для того, чтобы излучение поглощалось практически полностью. В пластинку встроены термометр и электрическое нагревательное устройство.

Выждем, пока не установится постоянная температура. При этом достигается равновесное состояние: в каждый отрезок времени за счет излучения подводится столько же энергии, сколько ее теряется из-за теплопроводности и других причин. Затем

прекратим доступ излучению и установим такой ток в нагревательном устройстве, чтобы температура сохранялась прежней. Для этого потребуется вполне определенная электрическая мощность, т. е. определенная величина произведения силы тока

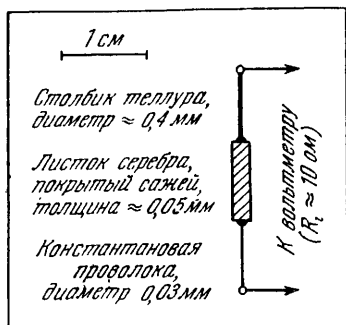


Рис. 4. Схема термоэлемента, служащего для измерения мощности излучения.

на напряжение, измеряемых в амперах и вольтах соответственно (ампер \times вольт = ватт). Эта электрическая мощность равна мощности излучения, поглотившегося в первой части опыта. Измеритель мощности излучения, таким образом, «калиброван».

После сравнения этого калиброванного, но нечувствительного измерителя излучения с каким-либо более чувствительным измерителем, лучше всего с термоэлементом (рис. 4), последний также становится калиброванным.

Калибровку чувствительного измерителя излучения можно произвести еще проще. Техника снабжает нас нормальными лампами, носящими имя Гефнера (рис. 5); по желанию, к ним может быть приложен официальный технический паспорт. Пламенем такой «лампы Гефнера» облучают термоэлемент на расстоянии в 1 м по горизонтали. Каждый квадратный сантиметр поверхности термоэлемента, на которую нормально падает излучение, получает мощность, равную $9,47 \cdot 10^{-5}$ вт.

Термоэлементы для рентгеновского излучения имеют специальную конструкцию (рис. 6).

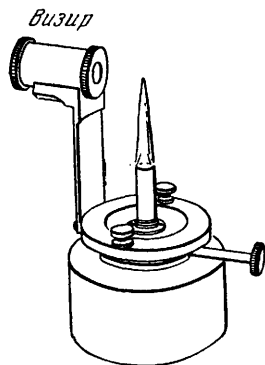


Рис. 5. Нормальная лампа Гефнера.

Для градуировки измерителя излучения (термоэлемента) в ваттах служит нормальная лампа Гефнера (горючее вещество — амил-ацетат; диаметр фитиля 8 мм; высота пламени, измеренная визиром, равна 40 мм). Излучение горячих слоев газа, расположенных выше самого пламени, задерживается диафрагмой. Проведению опыта мешает поглощение излучения содержащимися в комнатном воздухе CO_2 и H_2O . Поэтому следует работать в хорошо проветренном помещении, сохраняя расстояние в 1 м.

Для измерений в инфракрасной области спектра вновь входит в употребление старинный измеритель излучения, а именно, *воздушный термометр*. М. Голей технически усовершенствовал его, превратив в удобный малоинерционный измерительный прибор.

Одна из стенок облучаемой камеры служит поглотителем излучения. Она «зачернена» тонким слоем висмута, волновое сопротивление которого (см. «Электричество», § 100) составляет 180 ом (В. Вольтерсдорф, 1934 г.). Противоположная стенка камеры представляет собой тонкую зеркальную мембрану. Она изгибается при нагревании газа и изменяет количество света, падающего на фотоэлемент. Лучи проходят через *оптический усилитель*, свободный от статистических флуктуаций («шума»). В этом усилителе используется смещение растровой картины на втором растре, в результате чего получается «геометрическая интерференция», как на рис. 5 в «Механике».

§ 4. Косвенное измерение мощности излучения.

В измерителях излучения, основанных на тепловом действии, падающая мощность излучения распределяется между всеми частицами поглощающего тела. Повышение температуры отвечает среднему увеличению энергии всей совокупности молекул. Это ограничивает чувствительность подобных измерителей излучения. Гораздо более чувствительны измерители излучения, в которых поглощенная энергия отдается лишь малой доле

всех частиц тела, а именно, только некоторым, входящим в состав тела электронам. Поток таких избранных электронов нетрудно измерить в виде электрического тока. На этом принципе основаны вакуумные фотоэлементы (рис. 7, а и § 148), полупроводниковые фотоэлементы (рис. 7, б и «Электричество», § 253), ионизационные камеры (рис. 8) и счетчики Гейгера, выполненные в различных вариантах (см. «Электричество», § 168). Во всех этих приборах сила электрического тока *пропорциональна* поглощенной мощности излучения. Речь идет, таким образом, лишь о косвенном измерении мощности излучения. К сожалению, коэффициенты пропорциональности зависят от рода измеряемого излучения. Поэтому применение этих приборов

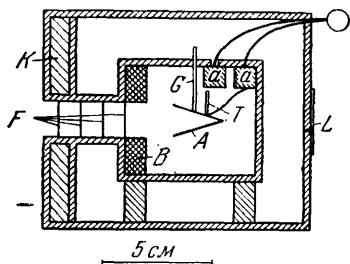


Рис. 6. Термозлемент для измерения энергии рентгеновского тормозного излучения (до $2 \cdot 10^5$ э).

Поглотитель А выполнен в виде свинцового конуса (толщина стенок 0,45 мм, угол при вершине 30°). Конус приклеен к стеклянной стерженьке Г. Диаметр свинцовой диафрагмы В немного больше диаметра поглотителя, что позволяет проверить юстировку на люминесцирующем экране L. Четыре тонких алюминиевых листка F (каждый толщиной 10 мк) задерживают длинноволновое излучение без заметного ослабления рентгеновского света. Т — теллури-контантовый термозлемент, а — два латунных тела, служащих для увеличения теплосмкости необлучаемых спаев. К — водяная прослойка, увеличивающая теплосмкость алюминиевого корпуса с двойными стенками. Калибровка производится по лампе Гейгера, для чего алюминиевые листки F удаляются. Поглотитель при этом покрывается слоем сажи. Чувствительность $2 \cdot 10^{-6}$ в при 1 вт/м².

требует больших физических знаний, чем пользование термоэлементами. В тех местах настоящей книги, где упоминаются

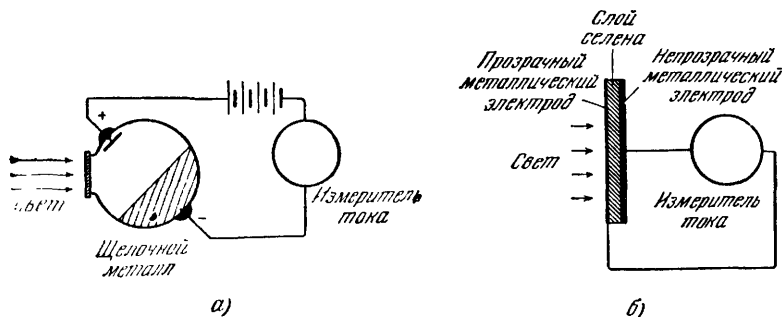


Рис. 7. Вакуумный фотоэлемент (а) и полупроводниковый фотоэлемент с запорным слоем (б).

Оба эти фотоэлемента очень удобны для демонстрационных опытов по измерению излучения, однако, к сожалению, они селективны. Это значит, что хотя их показания пропорциональны мощности излучения, их каждый раз следует калибровать заново для света разного спектрального состава (ср. рис. 309).

измерители излучения, следует всегда иметь в виду термоэлементы. Там, где требуется применять более чувствительные приборы, необходимые указания даются в описании экспериментальных установок.

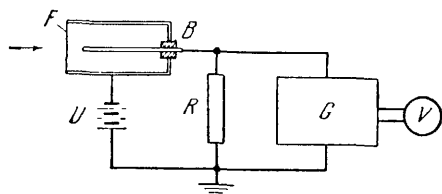


Рис. 8. Ионизационная камера для рентгеновского света в сочетании с усилителем постоянного тока и стрелочным вольтметром V .

$U \approx 10^3$ в; $R \approx 10^9$ ом; F — входное окошко из алюминиевой фольги; B — янтарный изолятор.

металла (например, $AgMg$). Из последнего выбиваются вторичные электроны, число которых превосходит число первичных. Со вторичными электронами проделывается с помощью второго вспомогательного напряжения то же, что и с первичными: их падение на второй металлический листок порождает третичные электроны и так далее. Число ступеней усиления может быть значительным.

2. Для того чтобы можно было воспользоваться удобными средствами современной техники усиления переменных токов, измерительный прибор облучают прерывистым светом (переменный свет). С этим связано одно дополнительное преимущество, а именно, возможность производить измерения в незатемненном помещении; возникающие при постоянном освещении фотоэлементов и других приборов токи не пропускаются усилителем переменного тока.

Технические детали не входят в содержание этой книги. Все же следует отметить два обстоятельства.

1. Особенно высокой чувствительностью отличаются получившие широкое распространение фотоэлектронные умножители — приборы с весьма совершенными вакуумными фотоэлементами, смонтированными вместе с усилителем. Высвобожденные светом первичные электроны падают после ускорения первым вспомогательным напряжением на листок

ГЛАВА II

ПРОСТЕЙШИЕ ОПТИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ

§ 5. Световой пучок и световые лучи. Физика была и остается наукой экспериментальной. В оптике, как и в других разделах физики, отправными точками являются наблюдение и опыт. Учение об оптике целесообразно начать с простейших наблюдений повседневной жизни.

Каждый знает разницу между прозрачным и замутненным воздухом, между прозрачной и мутной жидкостью. Замутненный воздух содержит множество мельчайших взвешенных частиц (туман, дым или пыль). Жидкости бывают мутными также из-за присутствия мельчайших взвешенных частиц. Мы можем, например, замутить чистую прозрачную воду ничтожным количеством китайской туши, т. е. тонко измельченных частиц углерода, или несколькими каплями молока — микроскопическими частицами жира и казеина.

В комнате воздух всегда замутнен — в нем постоянно присутствует множество взвешенных частиц, пылинок. Немало способствуют этому и курительщики. Прделаем теперь в комнатном воздухе следующий опыт (рис. 9). Возьмем дуговую лампу в обычном металлическом кожухе. В передней стенке кожуха имеется выходное круглое отверстие B . Глядя сбоку, мы увидим беловатый светящийся конус, простирающийся далеко в окружающее пространство. Следовательно, свет распространяется внутри конуса, ограниченного прямыми линиями и называемого *световым пучком*. Этот световой пучок имеет большой угол раскрытия u , определяемый отверстием B — *апертурной диафрагмой*. Распространение света в виде пучков, ограниченных прямыми,

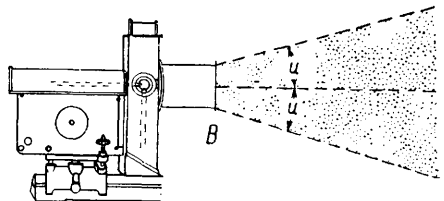


Рис. 9. Видимый след светового пучка в запыленном воздухе.

Пунктирные лучи добавлены уже на рисунке.

представляет собой один из фундаментальных фактов, относящихся к распространению волн вообще, при условии, что длина волны мала по сравнению с диаметром отверстия (рис. 10) (ср. «Механика», § 118).

Опыт, изображенный на рис. 9, показывает нам *видимый след* света в мутной среде. Освещенные пылинки «*рассеивают*» небольшую часть света во все стороны, и некоторая доля этого рассеянного света попадает в наш глаз. В механике известно аналогичное явление — рассеяние волн во все стороны мельчайшими препятствиями. Если волны на поверхности воды попадают на плавающую на воде палку, то последняя становится источником цуга вторичных волн, распространяющихся во все стороны (ср. «Механика», рис. 391).

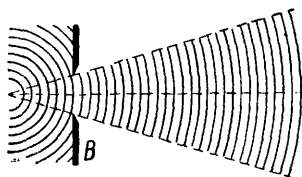


Рис. 10. Распространение механических волн в пучке, ограниченном прямыми.

На схеме показаны волны в воде перед широким отверстием и за ним. Схематический чертеж, соответствующий рис. 386 «Механики».

Чем дальше мы удалим на рис. 9 выходное отверстие от источника света (кратера дуги), тем уже будет световой пучок и тем меньше будет его угол раскрытия u . В предельном случае ограничивающие пучок линии будут практически параллельными. В этом случае мы говорим о *параллельном световом пучке*. На рисунках световой пучок изображается двумя способами:

- 1) двумя лучами, отмечающими *границы* пучка; они определяют двойной угол раскрытия $2u$;
- 2) одним лучом, изображающим *ось пучка*; этой осью определяется направление светового пучка, относительно какого-либо заданного направления.

Таким образом, со световыми пучками поступают так же, как и с пучками, или конусами, механических волн (ср. рис. 10); как мы видим, показанные на этом рисунке лучи служат нормальными к волнам.

Наблюдать можно только *световые пучки*. *Световые лучи* существуют лишь на бумаге или на классной доске. Они — так же как в дальнейшем и световые волны — являются лишь вспомогательным средством для графического представления и для расчетов.

Позже мы придем на опыте к искривленным световым пучкам и будем изображать их изогнутыми линиями или лучами.

Для демонстрации в большой аудитории необходимо, чтобы воздух был весьма запыленным; иначе след света окажется не-

достаточно ярким. Это затруднение можно обойти. Вместо запыленного воздуха пользуются мутной жидкостью в сосуде или, что еще лучше, непрозрачной краской, покрывающей гладкую плоскую поверхность; для этого нужно взять плоскую дощечку и покрыть ее обычной белой краской или листом белой бумаги.

Сухая белая техническая краска состоит из весьма тонко измельченного прозрачного тела. Так, например, прозрачная, как стекло, каменная соль, превращенная в мелкую пищевую соль, выглядит белой. Прозрачный лед, переведенный в порошкообразную форму, становится белым снегом. Когда «светлое» или «темное» пиво разбивается на мелкие пузырьки, получается шапка белой пены. Белая бумага имеет ту же структуру, что и белая краска, с той разницей, что вместо мельчайшего кристаллического порошка, взвешенного в олифе, в бумаге имеются тончайшие перепутанные волокна, скрепленные проклейкой (ср. § 114).

Итак, направив полосу света вдоль белой выкрашенной доски, мы увидим на ней следы света почти ослепительной яркости. Для демонстрации параллельного светового пучка целесообразно воспользоваться установкой, показанной на рис. 11.

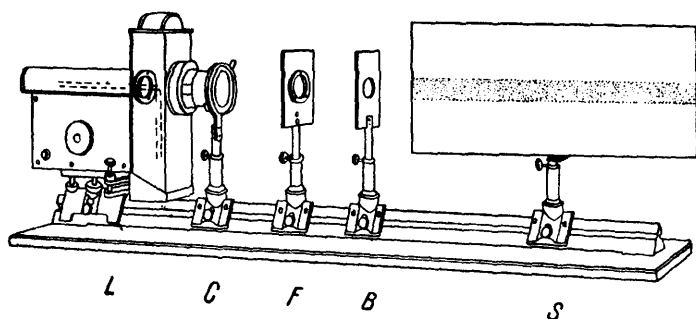


Рис. 11. Видимый след параллельного светового пучка вдоль окрашенной в белый цвет доски S.

B — диафрагма; *F* — красный фильтр. Чтобы избежать большого удаления лампы и связанных с этим неудобств, перед лампой помещена вспомогательная линза *C* (называемая конденсором, ср. § 21) с фокусным расстоянием около 7 см.

Это устройство удобно также и для демонстрации «цветного»¹⁾ пучка, например красного. Необходимо только поместить перед отверстием красный светофильтр, например красное стекло от фотографического фонаря. *Впредь, если не будет специальной оговорки, мы будем иметь дело только с красным светом.*

¹⁾ Термин «цветной пучок» или «красный пучок света» относится к выражениям того же типа, что и «более высокий тон». В обоих случаях оправданием их применения служит только удобная краткость этих выражений.

Для света, с которым мы имеем дело в повседневной жизни, т. е. для излучения Солнца, неба, электрических ламп накаливания, свечей, горелки Ауэра, угольной дуги, мы пользуемся собирательным названием «белый свет»¹⁾).

§ 6. Точечные и линейные источники света. Многие оптические явления, для того чтобы быть представленными в простой форме, требуют по возможности точечного или хотя бы линейного источника света. Выбор здесь невелик.

В качестве точечного источника света большой яркости мы располагаем нынче кратером угольного электрода дуговой лампы (диаметр около 3 мм) или крохотной дугой в маленькой ртутной лампе сверхвысокого давления (диаметр около 0,3 мм)²⁾. Вообще же говоря, светящиеся тела ламп, как правило, недостаточно ограничены. Поэтому в качестве источника

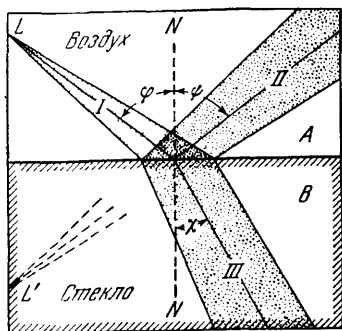


Рис. 12. Демонстрация отражения и преломления светового пучка у плоской поверхности стеклянной пластинки (из флинта).

Пластинка помещена перед матовой белой поверхностью; кроме того, задняя ее сторона матирована. Красный фильтр.

будем пользоваться схемой, изображенной на рис. 12 и описанной в подписи к этому рисунку. Тонкий пучок красного света I падает наклонно слева и сверху на плоскую полированную

§ 7. Основные закономерности отражения и преломления.

Пользуясь известными нам вспомогательными средствами, вспомним теперь о двух законах, подробно рассматриваемых в школьных курсах и в «Механике»: о законе отражения и законе преломления. При этом

¹⁾ В немецком оригинале автор выступает против термина «белый свет», считая, что он ведет к недоразумениям, и пользуется только термином «Glühlicht» («кальный свет»); подобный термин вряд ли привьется в русской литературе, и мы не будем им пользоваться. (Прим. ред.)

²⁾ Даже этот диаметр все еще очень велик по сравнению с длиной волны видимого света (см. § 13). В акустике, напротив, диаметр испускающих звук отверстий (например, у свистков) легко сделать меньше длины волны звука.

поверхность толстой стеклянной пластинки *B*. У этой поверхности он *расщепляется на два пучка: II и III*. Один из них, пучок *II*, отражается направо вверх. Показанные на рисунке отраженные лучи кажутся исходящими из «мнимой» точки пересечения продолжений лучей *L'*, т. е. из «зеркального изображения» точки объекта. Другой пучок, *III*, проникает в стекло, изменяя свое направление — он *преломляется*. Все изображенные на рисунке лучи лежат в одной плоскости — плоскости падения (плоскость чертежа). Все три показанных луча — падающий, отраженный и преломленный — связаны друг с другом; они составляют с перпендикуляром *N* в точке падения углы φ , χ и ψ . Эти углы указаны на рис. 12 для осей пучков; для крайних же лучей они не приведены, чтобы не загромождать рисунок. Для каждой тройки углов справедлив закон отражения

$$\varphi = \psi \tag{1}$$

и (для перехода света из *воздуха* в материал пластинки *B*) закон преломления¹⁾

$$\frac{\sin \varphi}{\sin \chi} = \text{const} = n_B. \tag{2}$$

Величина n_B , часто применяемая без индекса, называется показателем преломления вещества *B*. Некоторые численные значения показателя преломления приведены в табл. 1.

Таблица 1

Для красного света ($\lambda = 0,65$ м.м.), падающего из воздуха	Показатель преломления <i>n</i> при 20° C
Плавиковый шпат	1,43
Кварцевое стекло	1,46
Легкий крон	1,51
Каменная соль	1,54
Легкий флинт	1,60
Тяжелый флинт	1,74
Алмаз	2,40 (!)
Вода	1,33
Сероуглерод	1,62
Йодистый метилен	1,74

При сравнении двух веществ то, которое имеет больший показатель преломления, называется «оптически более плотным».

На рис. 12 мы пользуемся плоской поверхностью раздела между воздухом и стеклом. Вместо этого можно взять плоскую поверхность раздела между двумя любыми прозрачными веществами *A* и *B* (с показателями преломления n_A и n_B), например между водой

и флинтom (см. рис. 14). Закон отражения при этом остается неизменным, а для преломления при переходе света из вещества *A*

¹⁾ В дальнейшем мы будем иногда пользоваться вместо φ и χ другими буквами (например, в §§ 10 и 22); это не вызовет недоразумения.

в вещество B мы получаем

$$\frac{\sin \varphi}{\sin \chi} = n_{A \rightarrow B} = \frac{n_B}{n_A}. \quad (3)$$

Например, $n_{\text{вода} \rightarrow \text{флинт}} = \frac{1,60}{1,33} = 1,20$ (ср. табл. 1).

Сопоставление уравнений (2) и (3) дает $n_A = n_{\text{возд}} = 1$. Обще-принято и вместе с тем вполне целесообразно определять показате-ль преломления какого-либо ве-щества по данным о переходе света из атмосферы в это вещество. Если же брать переход — вакуум \rightarrow веще-ство, то все показатели преломления увеличиваются на 0,0003. Следова-тельно, определяемый таким перехо-дом показатель преломления воздуха $n_{\text{вак} \rightarrow \text{возд}}$ равен 1,0003. Отражение и преломление *механических* волн мы наблюдали так, как это изо-бражено схематически на рис. 13.

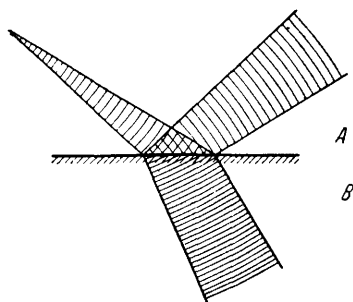


Рис. 13. Преломление и отра-жение механических волн (на-пример, водяных) на границе двух сред, характеризуемых различными скоростями рас-пространения.

В верхней среде скорость больше, чем в нижней, и поэтому в по-следней длина волны меньше. Чер-теж схематический.

Изображенные на нем лучи и после отражения продолжают оставаться нормальными к волнам (закон Малюса). При этом количественные со-отношения записываются в виде

$$\frac{\lambda_A}{\lambda_B} = \frac{n_B}{n_A}, \quad \text{или} \quad \lambda_B = \lambda_A / n_{A \rightarrow B}. \quad (4)$$

Позднее мы увидим, что это соотношение применимо и для света.

Рис. 15 иллюстрирует тот же опыт, что и рис. 14, но для частного случая параллельного пучка лучей. Кроме обоих лу-чей, ограничивающих пучок, показаны два перпендикулярных к пучкам сечения в виде линий 1 и 2. В волновом представлении они обозначают волновую поверхность, например гребень волны. Из рисунка видно, что

$$\frac{s_A}{s_B} = \frac{\sin \varphi}{\sin \chi} = \frac{n_B}{n_A},$$

или

$$s_A \cdot n_A = s_B \cdot n_B. \quad (4a)$$

Сформулируем это положение словами: между двумя попе-речными сечениями пучка произведение показателя преломле-ния на путь между ними (*оптическая длина пути*) постоянно: принцип Ферма.

Укажем практически важный, хотя и малоизвестный, частный случай *закона преломления* (1). На рис. 16 узкий пучок света косо падает на гладкую поверхность цилиндрического

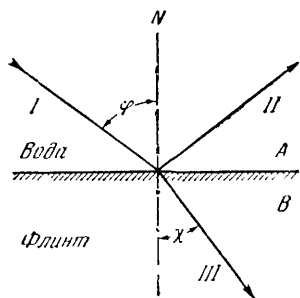


Рис. 14. Отражение и преломление у плоской поверхности раздела между веществами *A* и *B* с различными показателями преломления n_A и n_B .

Красный фильтр. Показаны только оси световых пучков.

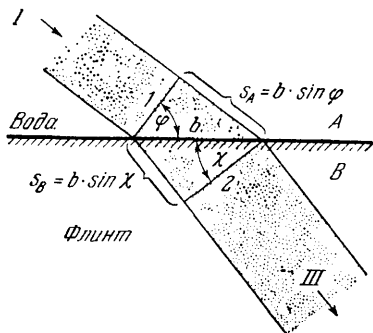


Рис. 15. К определению оптической длины пути в случае параллельного светового пучка.

Отраженный световой пучок не показан, чтобы не загромождать рисунок.

стержня. После отражения световой пучок имеет форму полого конуса. Ось конуса совпадает с осью стержня. Поэтому на экране, поставленном перпендикулярно к оси стержня,

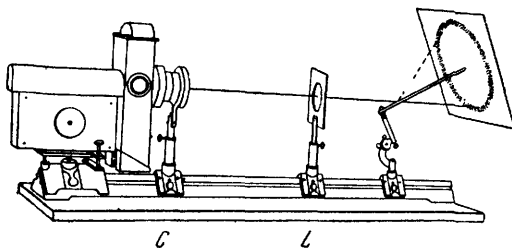


Рис. 16. Конус отраженных лучей при отражении света от поверхности стеклянной палочки.

C — конденсор. На правой стороне его оправы находится ирисовая диафрагма с диаметром около 8 мм.
L — линза ($f=20$ см).

образуется кольцообразное пятно света. Направление падающего пучка совпадает с образующей конуса. Чем больше угол, под которым падает свет, тем больше угол раскрытия полого конуса.

Об этом следует знать, в частности, тем, кто изучает палочкообразные объекты в темном поле, например, под микроскопом (см. § 31), ультрамикроскопом (см. § 145, примечание) и электронным микроскопом (см. § 233). Этим пользуются также при изучении дифракции рентгеновского света на кристаллических решетках и при объяснении возникновения гало (появление светлого кольца вокруг небесного светила).

§ 8. Закон отражения как предельный закон. Рассеянный свет. Как показано на рис. 12, отраженный свет должен быть ограничен областью пучка II , т. е. конусом с вершиной в L' . Но это имеет место только в идеальном предельном случае; в действительности же мы можем видеть точку падения светового пучка I на поверхность раздела, находясь в любом месте. Следовательно, часть падающего света должна диффузно «рассеиваться» по всем направлениям и попадать благодаря этому в наш глаз. Возникший таким образом *рассеянный свет* рассматривается физиками и техниками как досадный источник ошибок. Для родителей же он является благодеянием: без рассеянного света дети налетали бы на все зеркальные стекла, ибо все несамосветящиеся тела делаются видимыми только благодаря рассеянному свету.

Рассеянный свет возникает главным образом вследствие различного рода дефектов поверхности, например налипших на нее пылинок, следов полировки и неоднородностей. Диаметры пылинок составляют обычно не менее 10 $\mu\text{к}$. Львиная доля рассеянного света образуется за счет отражения от бесчисленных маленьких, беспорядочно ориентированных зеркальных поверхностей. Этот вид рассеяния света называют поэтому «*рассеянным отражением*». Рассеянный свет почти полностью отсутствует при отражении от высококачественных поверхностей, полученных без механической обработки. В качестве примера назовем свежую поверхность чистой ртути или девственную плоскость спайности кристаллов слюды.

Пылинки, попадающие с течением времени на поверхность ртути, можно выжечь, проводя по ней пламенем горелки Бунзена. У кристаллов слюды следует скалывать как верхнюю, так и нижнюю плоскости.

§ 9. Полное отражение. Это явление подробно рассмотрено в «Механике». Для иллюстрации полного отражения света воспользуемся схемами, изображенными на рис. 17 и 18. Здесь свет проходит из среды, оптически более плотной B , а среду оптически менее плотную A , причем световой пучок в виде исключения направлен справа налево (в противоположность тому, что принято в оптике). Соответствующие углы указаны опять только для осей пучков. Рассматривая эти рисунки, мы можем сделать следующие два заключения.

1. Преломленный пучок *III* отклонен от перпендикуляра *N* больше, чем падающий пучок *I*. Опыт показывает, что

$$\frac{\sin \varphi}{\sin \chi} = n_{B \rightarrow A} = \frac{n_A}{n_B} = \frac{1}{n_{A \rightarrow B}}. \quad (5)$$

Оси падающего и преломленного световых пучков имеют, как видно из сравнения рис. 12 и 17, одинаковый ход. Световой путь здесь обратим.

2. При больших углах падения φ преломленный пучок *III* отсутствует. Весь падающий свет отражается, наступает *полное отражение* (см. рис. 18). Количественно это означает, что

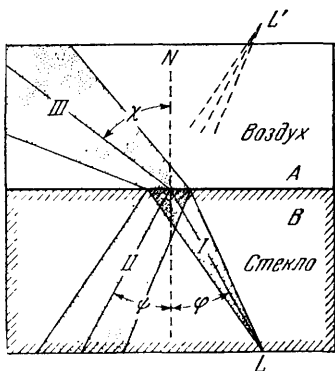


Рис. 17. Отражение и преломление светового пучка при переходе в оптически менее плотную среду.

Красный фильтр. Угол падения снова обозначен через φ .

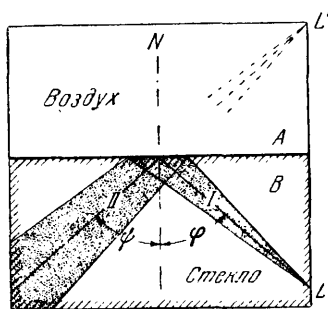


Рис. 18. Отражение и преломление светового пучка.

При увеличении угла падения φ преломленный пучок исчезает, наступает полное отражение.

угол χ не может быть больше 90° , или синус его не может превышать 1. Отсюда по соотношению

$$\sin \varphi_T = \frac{n_A}{n_B} = \frac{1}{n_{A \rightarrow B}} \quad (6)$$

вычисляется «предельный угол» полного отражения φ_T . Предельному углу φ_T отвечает в оптически менее плотной среде «скользящий» луч, т. е. луч, распространяющийся параллельно границе раздела (ср. «Механика»).

Полное отражение — излюбленная тема для демонстрационных опытов; его можно показать различными способами. Наиболее известен опыт, в котором свет распространяется в водяной струе, не выходя из нее (светящиеся фонтаны). В природе полное отражение часто можно увидеть, наблюдая воздушные

пузырьки под водой. Вспомним о блестящих серебристых пузырьках на туловище водяных жуков!

Предельный угол полного отражения весьма точно определяется целым рядом способов. Этим широко пользуются в измерительной технике при конструировании *рефрактометров*. Эти

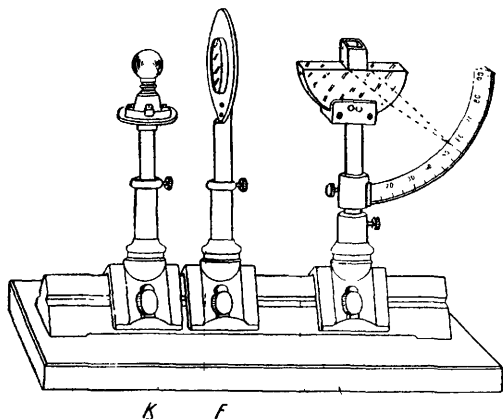


Рис. 19. Демонстрационный рефрактометр с полным отражением

К толстой полукруглой стеклянной пластинке с известным (и более высоким, чем у стекла) показателем преломления n_B приклеена прямоугольная стеклянная кювета, наполняемая жидкостью с неизвестным показателем преломления n_A . Слева, на продолжении диаметра полукруглой пластины, на расстоянии около 30 см, помещена лампа K и перед ней — красный фильтр F . Свет, входящий через жидкость в стеклянную пластинку под скользющим углом, дает на лимбе узкую красную черточку с резким (для наблюдателя правым) краем. Таким образом, можно либо определить предельный угол φ_T и по уравнению (6) вычислить n_A , либо проградуировать шкалу непосредственно по этому уравнению. Полукруглая стеклянная пластинка действует как цилиндрическая линза. Это показано двумя пунктирными лучами

приборы, служащие для быстрого и удобного измерения показателей преломления, весьма популярны у химиков и медиков. Схема такого устройства показана на рис. 19.

При физических наблюдениях особый случай полного отражения иногда может ввести экспериментатора в заблуждение. Невидимые лучи удобно обнаруживать люминесцентным экраном. Такой экран состоит обычно из стеклянной пластинки с *напыленным* на нее люминесцирующим кристаллическим порошком. Пусть излучение, попадающее на экран, вызывает почти точечное светящееся пятно. Это пятно оказывается окруженным рядом концентрических, равноотстоящих друг от друга окружностей (рис. 20). Такое явление легко объяснить: отраженный свет выходит лишь до предельного угла полного отражения. При этом распределение яркости дополнительно подчеркивается благодаря наличию полос Маха (см. § 2).

Полное отражение может наступить даже на границе таких веществ, показатели преломления которых отличаются весьма незначительно: для этого излучение должно скользить вдоль поверхности раздела, т. е. угол падения должен быть очень большим. Так, например, в «Механике» было показано, что звуковые пучки отражаются от границы между теплым и холодным воздухом. То же наблюдается и со световыми пучками (рис. 21). Параллельный пучок света проходит очень полого снизу вверх в открытый снизу ящик, нагреваемый электрическим током. Внутренняя поверхность ящика зачернена. При нагревании ящик оказывается заполненным горячим воздухом. Часть этого воздуха вытекает через край; остающийся воздух образует достаточно плоскую поверхность (граница диффузии служит разделяющей поверхностью, ср. «Механика», § 82). Такая поверхность раздела между горячим и холодным воздухом действует как более или менее плоское зеркало. Сильное движение воздуха препятствует проведению опыта.

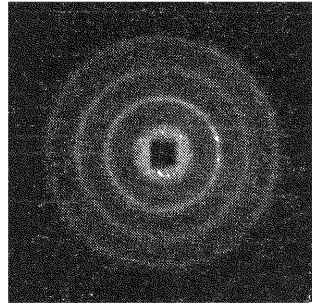


Рис. 20. Образование концентрических колец в результате полного отражения.

На стеклянную пластинку, напыленную с одной стороны, падает очень узкий пучок света. Центральное световое пятно прикрыто, но, несмотря на это, вся площадь внутреннего кольца освещена. Удобный демонстрационный опыт для измерения показателя преломления пластинок. Красный фильтр. Толщина пластинки 8,7 мм; расстояние между кольцами 15 мм.

Полное отражение от слоя теплого воздуха часто осуществляется в природе. Песок раскаленной пустыни или нагретое шоссе нагревают прилегающий к ним нижний слой воздуха. При скользящем угле зрения путешественник видит зеркальное изображение участка светлой поверхности неба, а иногда и изображение удаленных предметов. Граничный, полностью отражающий слой кажется ему водной поверхностью.

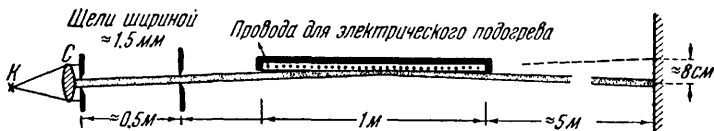


Рис. 21. Полное отражение параллельного светового пучка на границе между горячим и холодным воздухом.

Справа ширина пучка примерно равна 2 см. К — кратер дуговой лампы.

§ 10. Призмы. Закон преломления широко используется в призмах. Обе плоские поверхности призмы, изображенной на рис. 22, а, ограничивают ее преломляющий угол φ . Перпендикулярно к обеим поверхностям расположено главное сечение

призмы — на рисунке плоскость чертежа. В главном сечении идет параллельный пучок света (показана только ось пучка). Преломление у обеих поверхностей призмы изменяет направление пучка на угол отклонения δ . Применяв уравнение

$$\sin \alpha = n \sin \beta, \quad (2)$$

получим после некоторых преобразований количественное соотношение

$$\operatorname{tg} \left(\beta - \frac{\varphi}{2} \right) = \operatorname{tg} \frac{\varphi}{2} \frac{\operatorname{tg} \left(\alpha - \frac{\delta + \varphi}{2} \right)}{\operatorname{tg} \left(\frac{\delta + \varphi}{2} \right)}. \quad (7)$$

Как показывает опыт, минимум отклонения получается, когда параллельный пучок света проходит сквозь призму *симметрично* (рис. 22, б). При этом $\beta = \frac{1}{2} \varphi$ и $\alpha = \frac{1}{2} (\delta + \varphi)$.

Тогда из уравнения (2) получаем

$$n = \frac{\sin \frac{1}{2} (\delta + \varphi)}{\sin \frac{\varphi}{2}} \quad (8)$$

и

$$n = \frac{\sin \alpha}{\sin \frac{\varphi}{2}}. \quad (9)$$

Оба уравнения пригодны для определения показателя преломления n . Для этой цели измеряют либо δ , либо α .

При минимуме отклонения δ , т. е. при симметричном ходе лучей, преломленный параллельный пучок света распространяется параллельно пучку, отраженному от основания призмы (демонстрационный опыт показан на рис. 23).

Это правило используется в измерительной технике. Изменение показателя преломления n (например, вследствие изменения температуры или длины волны) изменяет как угол падения α , необходимый для симметричного хода лучей, так и угол отклонения δ . Поэтому, для того чтобы вести измерение в условиях наименьшего отклонения, необходимо не только поворачивать призму, но и смещать точку наблюдения. Часто такое смещение весьма неудобно (в особенности при измерении с невидимым светом) и его можно избежать, если скомбинировать симметричное преломление (см. рис. 23, б) с отражением. Жестко скрепленные призму и зеркало вращают вокруг общей оси. На рис. 24 луч A , преломленный призмой, изображен жирной линией, луч B , отраженный от основания призмы, — тонкой. Угол

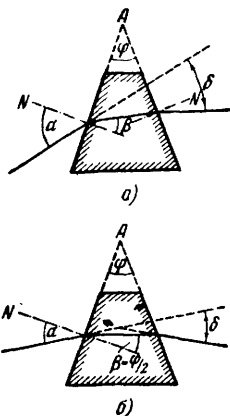


Рис. 22. К отклонению луча (оси светового пучка) призмой при несимметричном (а) и симметричном (б) ходе лучей.

Прямая, проведенная через точку A перпендикулярно к плоскости чертежа называется преломляющим ребром призмы. Красный фильтр.

отклонения Δ , обусловленный действием как призмы, так и зеркала, не зависит от показателя преломления; для луча B , отраженного от основания призмы, это очевидно («угловое зеркало», см. § 15); поэтому то же справедливо и для параллельного ему преломленного луча A . Величина $\Delta = 180^\circ - 2\gamma$. Следовательно, при изменении показателя преломления n как источник света, так и точка наблюдения могут иметь фиксированное положение. Для того чтобы найти угол падения α , отвечающий симметричному ходу лучей и соответствующий искомому n , достаточно повернуть вместе призму и зеркало. Угол α подставляют в уравнение (9) и определяют n .

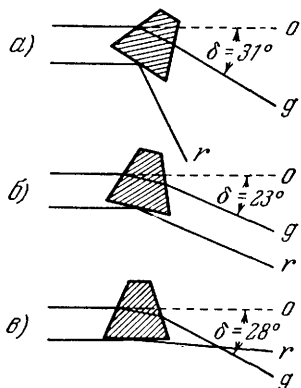


Рис. 23. Ход лучей в призме при разных углах падения.

При минимуме отклонения (случай b) преломленный луч направлен параллельно лучу, отраженному от основания, т. е. общий ход лучей симметричен относительно призмы. Красный фильтр.

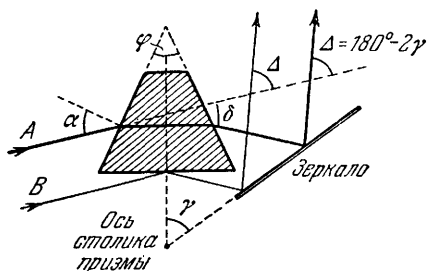


Рис. 24. Ход лучей в призме, жестко скрепленной с зеркалом.

Поворачиваемая призма, жестко скрепленная с зеркалом, дает при минимальном угле отклонения δ общее отклонение Δ , не зависящее от показателя преломления призмы. Плоскость вспомогательного зеркала, так же как и средняя линия призмы, должна проходить через ось вращения столика призмы; тогда параллельный пучок, отклоняемый на угол Δ , не будет испытывать параллельного смещения при повороте столика призмы. Вспомогательное зеркало, параллельное основанию призмы, обеспечивает равенство нулю угла Δ (Фукс — Водсворт). Красный фильтр.

В предельном случае, когда преломляющий угол призмы очень мал, в уравнениях (7) и (8) синусы и тангенсы углов можно заменить самими углами. В этом случае как для несимметричного, так и для симметричного хода лучей угол отклонения равен

$$\delta = (n - 1)\varphi; \quad (10)$$

иными словами, угол отклонения пропорционален преломляющему углу призмы φ . Пример такого устройства показан на рис. 50, § 15.

§ 11. Линзы и вогнутые зеркала. Покончив с призмами, перейдем к рассмотрению линз. Действие линз нам известно из «Механики». Расходящийся пучок водяных волн делается с помощью линзы сходящимся (рис. 25). Этим способом достигается сильное стягивание волнового пучка в малую область,

называемую кратко «точкой изображения» L' . Аналогичным образом, в оптике мы заставляем падать расходящийся пучок света на отверстие S , и этот пучок, пройдя через вставленную

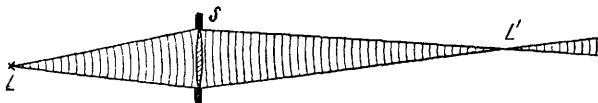


Рис. 25. Линза превращает расходящийся пучок механических волн в сходящийся.

Схематический рисунок.

в отверстие линзы, превращается в сходящийся (рис. 26). Так «отображается» точечный источник света L . На рис. 26 изображены ось пучка и оба крайних луча; ограничение пучка осуществляется оправой линзы. Центр этой диафрагмы, ограничиваю-



Рис. 26. Линза превращает расходящийся пучок света, ограниченный оправой S , в сходящийся.

Схематический рисунок.

щей пучок, находится на оси линзы, показанной пунктирной линией. В данном случае ось светового пучка имеет специальное название — *главный луч*.

Наш количественный подход к линзам основан на рассмотрении цилиндрических линз. Если требуется отобразить с помощью цилиндрической

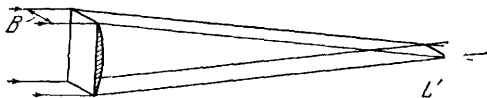


Рис. 27. Отображение удаленной точки предмета в виде черточки L' , осуществляемое цилиндрической линзой.

Для превращения изображения в виде «черточки» в точечное изображение следует уменьшить ширину пучка B с помощью щелевой диафрагмы.

При конечной ширине B (как это изображено на рис. 27) цилиндрическая линза преобразует точку предмета L не в точку изображения, а в черточку изображения L' . Лишь две, поставленные одна за другой скрещенные цилиндрические линзы одинаковой кривизны действуют как сферическая

линзы *точку* предмета в *точку* изображения, то пользоваться объемными световыми пучками нельзя; надо брать *двумерные*, или плоские, световые пучки. Это значит, что на рис. 27 надо ограничить ширину B падающего светового пучка очень узкой

линза, т. е. преобразуют точку предмета L в точку изображения L' (рис. 28, а) и дают хорошие изображения в целом. Две скрещенные цилиндрические линзы *различной* кривизны дают вместо точки изображения две *черточки* изображения L' и L'' , отстоящие друг от друга на некотором расстоянии и расположенные взаимно перпендикулярно (рис. 28, б, астигматизм).

Исходя из свойств цилиндрических линз, можно свести действие линз к действию призм. Ограничимся рассмотрением цилиндрической линзы незначительной кривизны (рис. 29) и узким в обоих сечениях, близким к оси линзы («параксиальным») световым пучком. (К сожалению, на рисунках приходится для наглядности изображать углы раскрытия световых пучков слишком большими!) Разделим такой световой пучок, как показано на рис. 29, и будем

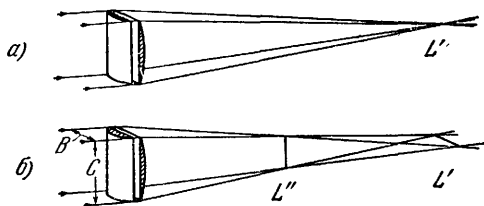


Рис. 28. Отображение удаленной точки предмета с помощью двух скрещенных цилиндрических линз с одинаковыми (а) и различными (б) радиусами кривизны.

В первом случае изображение L' имеет вид точки, во втором — получается две отдельные черточки L' и L'' (см. § 24). При помощи шелевой диафрагмы можно сузить пучок либо в направлении B , либо в направлении C , т. е. сделать пучок «плоским». Тогда в первом случае (длина B мала) в точку превращается изображение L' , а во втором случае (длина C мала) — черточка L'' .

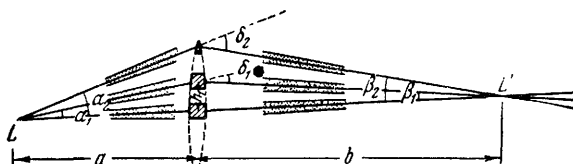


Рис. 29. К связи между действием линзы и призмы.

Радиусы кривизны обеих поверхностей линз обозначаются в уравнении (11) через r_1 и r_2 .

следить только за осью каждого элементарного пучка. Одновременно разделим линзу на ряд призм, расположенных одна над другой.

Тогда мы придем к известным формулам линзы, пригодным в случае узких параксиальных пучков,

$$(n - 1) \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right) = \frac{1}{f'}, \quad (11)$$

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f'}. \quad (12)$$

Вывод этих уравнений (см. уравнения (21)—(24)) будет приведен в § 22 для того, чтобы связать его непосредственно с рассмотрением дефектов изображения, создаваемых линзой.

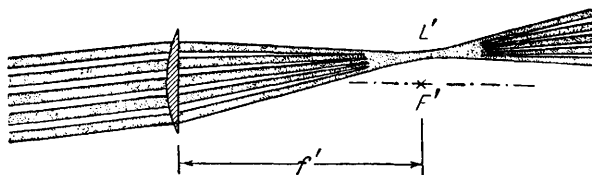


Рис. 30. К определению задней фокальной плоскости.

Используется ряд параллельных световых пучков. Источником их служит одна и та же удаленная точка L . Эти пучки образованы разделением широкого пучка многощелевой диафрагмой.

Величина f' (в уравнениях (11) и (12)) называется задним фокусным расстоянием. Оно равно предельному значению расстояния b от линзы до изображения при очень большом расстоянии ее до предмета a (рис. 30). Расстояния a и b , так же как и фокусное расстояние, мы будем пока отсчитывать от средней плоскости линзы (подробнее см. § 20).

Совокупность изображений всех очень удаленных точек предмета образует *фокальную плоскость изображения*. Точка пересечения ее с осью линзы называется задним фокусом (фокусом со стороны изображения) F' .

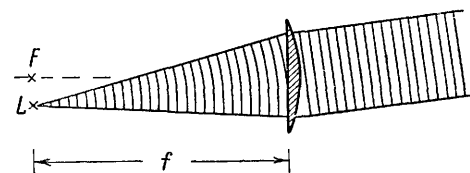


Рис. 31. К определению передней фокальной плоскости.

Световые пучки, расходясь из точки L передней фокальной плоскости, выходят из линзы параллельными. Для сравнения с механическими волнами некоторые гребни световых волн показаны поперечными штрихами. Для линз в воздухе (или вообще в среде, одинаковой с обеих сторон) переднее и заднее фокусные расстояния равны.

В практической оптике величину, обратную величине фокусного расстояния, называют *оптической силой* линзы, т. е. оптическая сила $= 1/f$. В качестве единицы применяют $1 \text{ м}^{-1} = 1$ диоптрия (подобно тому, как $1 \text{ сек}^{-1} = 1$ гц). Линза с оптической силой $1/f = 3$ диоптрия $= 3 \text{ м}^{-1}$ имеет, таким образом, фокусное расстояние $f = 0,33 \text{ м}$. При последовательной установке нескольких линз их силы (приблизительно) складываются.

Часто расстояние до предмета x и расстояние до изображения x' отсчитывают от соответствующих фокусов, а не от середины линзы. Если в уравнение (12) подставить $f' = f$, $a = x + f$ и $b = x' + f$, то получится

$$x \cdot x' = f^2. \quad (13)$$

Изображение протяженного предмета сводится к изображению его отдельных точек и строится посредством световых пучков, исходящих от каждой такой точки. На рис. 32 это показано для двух точек предмета, верхней и нижней. Во многих случаях

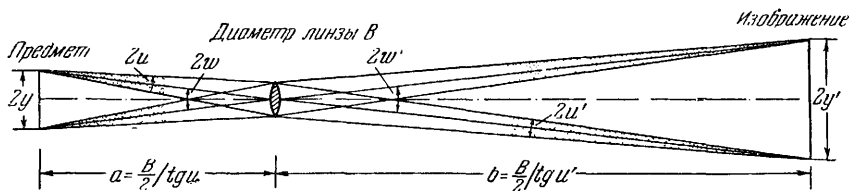


Рис. 32. Отображение протяженного предмета световыми пучками, исходящими от отдельных точек предмета.

Углы u и u' называются передним и задним углами раскрытия. Углы w и w' — углами наклона главных лучей. В данном случае $w = w'$.

для построения изображения достаточно провести *главные лучи*¹⁾ (см., например, рис. 97, а). Рассмотрение рис. 32 позволяет легко получить часто используемые соотношения

$$\left. \begin{aligned} \text{Увеличение} &= \frac{\text{Величина изображения } 2y'}{\text{Величина предмета } 2y} = \\ &= \frac{\text{Расстояние до изображения } b}{\text{Расстояние до предмета } a} \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

и

$$\text{Увеличение } \frac{y'}{y} = \frac{\operatorname{tg} u}{\operatorname{tg} u'}, \quad (15)$$

где u — передний угол раскрытия (со стороны предмета), u' — задний угол раскрытия (со стороны изображения).

Далее,

$$\left. \begin{aligned} \text{Величина изображения } 2y' &= \\ &= \text{Расстояние до изображения } b \cdot 2 \operatorname{tg} w, \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

или, для малых углов,

$$2y' = b \cdot \operatorname{tg} 2w, \quad (16a)$$

где w — угол между главным лучом и осью линзы.

¹⁾ Повторяем, *главным лучом* называется ось светового пучка, если середина отверстия, ограничивающего пучок (на рис. 32 — оправа линзы), находится на оси симметрии линзы.

Пользуясь этими уравнениями, мы не должны забывать о сделанных нами допущениях, а именно, о том, что линза тонка, а пучки лучей узки и параксиальны.

Из уравнений (14) и (12) вытекает следующий вывод: при расстояниях до предмета и изображения, равных двойному фокусному расстоянию ($a=b=2f$), предмет изображается в натуральную величину ($y'=y$).

Пример к уравнению (16a). Угловой диаметр солнечного диска $2\omega=32'$; изображение его находится на расстоянии $b=f$ за линзой, так что $2y'=\text{tg } 32' \cdot f=9,3 \cdot 10^{-3}f$. Следовательно, линза с фокусным расстоянием 1 м дает изображение Солнца диаметром $2y'=9,3 \text{ мм}$.

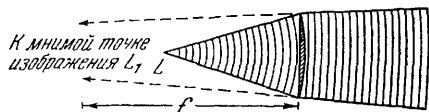


Рис. 33. Точка предмета находится между передней фокальной плоскостью и линзой.

Линза уменьшает расходящуюся пучка.

Световой пучок, идущий из точки L предмета (рис. 33), расположенной ближе к линзе, чем фокальная плоскость, пройдя через линзу, не делается сходящимся, а становится лишь менее расходящимся. Продолжая в обратную сторону два граничных луча (пунктир на рис. 33), мы приходим к мнимой (виртуальной) точке изображения L_1 . Для сравнения на этом рисунке показаны также волны.

Вогнутые линзы не вносят ничего принципиально нового. Они увеличивают расходящуюся светового пучка, что показано

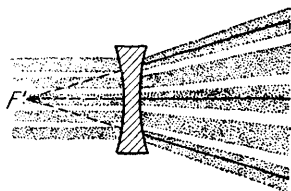


Рис. 34. Действие вогнутой линзы.

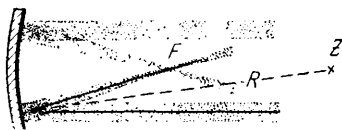


Рис. 35. Действие вогнутого зеркала.

на рис. 34 для случая падающего слева параллельного светового пучка. Этот рисунок дает одновременно определение заднего фокуса F' . Уравнения (11) и (12) при надлежащем выборе знаков остаются в силе и для вогнутых линз.

Вогнутые зеркала в физике и астрономии применяются в подавляющем числе случаев в условиях, когда предмет или изображение находится недалеко от оси зеркала в фокальной плоскости, а угол раскрытия светового пучка имеет умеренные

размеры. Действие вогнутого зеркала выясняется путем простейших геометрических построений, основанных на законах отражения. Фокусное расстояние вогнутого зеркала равно половине его радиуса кривизны R (рис. 35).

§ 12. Разделение параллельных световых пучков путем отображения. Многие оптические явления принимают наиболее простой вид, если пользоваться параллельными световыми пучками. Часто в таких опытах следует разделить исходный параллельный световой пучок на два или большее число подобных пучков. Простейший случай такого разделения изображен на рис. 36. Слева падает параллельный световой пучок, который проходит через какой-либо прибор G ; при этом он разделяется

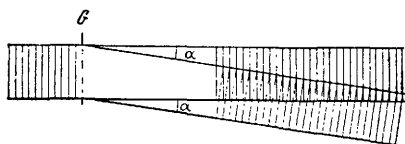


Рис. 36. Недостаточное разделение двух параллельных пучков после прохождения света через какой-либо оптический прибор G .

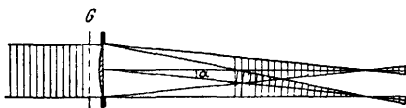


Рис. 37. Взаимное перекрывание двух разделенных пучков устраняется сведением каждого из пучков в точку изображения.

на два параллельных световых пучка, наклоненных друг относительно друга; однако такое разделение недостаточно, так как пучки сильно перекрываются.

Как можно достичь достаточного разделения обоих пучков? Из простых геометрических соображений, казалось бы, нужно, во-первых, сделать сечение параллельного светового пучка малым и, во-вторых, перенести плоскость наблюдения на рис. 36 дальше вправо.

Оба предложения предполагают строго параллельное ограничение пучков. Пучки не должны становиться нерезкими ни вследствие уменьшения их сечения, ни на большом расстоянии от G ; не должны они также расширяться в стороны. Но эти требования отнюдь не выполняются для световых пучков: все так называемые параллельные световые пучки в действительности несколько расходятся. Назовем здесь лишь одну из многих причин этого, а именно, конечность размеров всех известных нам источников света.

Недостаточное разделение пучков устраняется с помощью линзы (рис. 37). Она превращает каждый параллельный световой пучок в сходящийся. Наблюдение ведут в плоскости наибольшего схождения пучка, т. е. в плоскости изображения.

Для демонстрационных опытов всегда достаточно некоторое приближение. Линзу помещают *перед* прибором G (рис. 38). На нее падает расходящийся световой пучок. Плоскость изображения переносится далеко вперед, обычно на несколько метров.

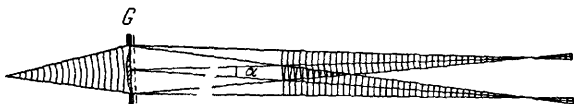


Рис. 38. Упрощение схемы рис. 37, достаточное для демонстрационных опытов.

Для сравнения с пучками волн на рис. 36—38 ряд гребней волн показан в виде поперечных штрихов.

Тогда световые пучки, сходящиеся к точкам изображения, сходятся очень постепенно, и через прибор G проходят почти параллельные пучки света.

§ 13. Распространение света в виде бегущих волн. Распространение волн может быть *ограничено* с боков препятствием, например краями щели. Боковое ограничение можно изобра-

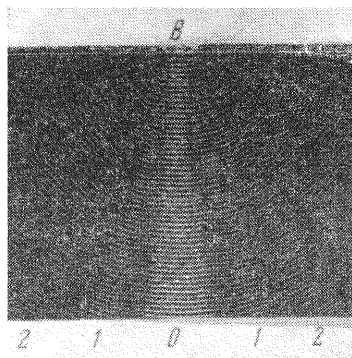


Рис. 39. Модельный опыт по дифракции на узкой щели.

Ср. «Механика», § 122.

мы говорим в *страдательном* залоге, что «волны отклоняются препятствием». Это отклонение (дифракция) неразрывно связано с любым ограничением пучка. Модельный опыт на рис. 39 вкратце напоминает нам, каким образом возникает дифракция на узкой щели.

зитель на рисунке прямыми линиями, или лучами, что всегда является, однако, только более или менее хорошим *приближением*. Это приближение справедливо при соблюдении двух простых условий: геометрические размеры препятствия, например ширина B щели (см. рис. 10), много больше длины волны, и кроме того, место наблюдения лежит не слишком далеко за препятствием. В действительности геометрически построенные границы пучка всегда нарушаются, так как волны всегда огибают края ограничивающего пучок препятствия. Для описания такого поведения волн употребляется неудачный термин:

Для углового расстояния первого *минимума* (см. «Механика», § 123) справедливо уравнение

$$\sin \alpha_1 = \frac{\lambda}{B}, \quad (17)$$

а для первого побочного *максимума*

$$\sin \alpha'_1 = \frac{3}{2} \frac{\lambda}{B}. \quad (17a)$$

Измеряя угол и ширину щели B , можно достаточно точно определить длину волны λ .

Все эти, известные из «Механики» положения в полной мере относятся и к распространению света. Световой пучок также *нельзя* ограничить до любых размеров двумя краями щели. Свет также огибает границы, геометрически определенные лучами, «он дифрагирует». В области дифракции наблюдается периодическое распределение интенсивности излучения с максимумами и минимумами.

Для демонстрации этого явления служит установка, изображенная на рис. 40, *а*; полезно сравнить ее с устройством для модельного опыта, изображенным на рис. 39. Следует также обратить внимание на размеры, указанные в подписи к рис. 40. Щель *II* должна *ограничивать* узкий световой пучок; геометрическое построение приводит к тому, что этот пучок должен был бы создать на экране освещенную полоску шириной около 2 мм. Вместо этого на экране получается картина, фотография которой приведена на рис. 40, *б*.

Пользуясь уравнением (17) и приведенными данными о размерах, получим для длины волны красного света величину, приблизительно равную 0,65 мк. Она примерно в тридцать тысяч раз меньше длины звуковых или водяных волн, которые мы применяли для демонстраций по механике ($\lambda \approx 1,2$ см).

Следовательно, и в случае света пучок, ограниченный прямыми, и его представление прямыми меловыми линиями или лучами есть только приближение. Все же такое приближение в оптике часто оказывается очень хорошим благодаря малости длин световых волн.

Для количественного обобщения наблюдений измерим распределение облученности (т. е. отношения «мощность излучения/единица облучаемой поверхности») в нашем первом, показанном на рис. 40, *а* дифракционном опыте. Поставим перед измерителем излучения узкую диафрагму в виде щели, используя, таким образом, из всей поверхности измерителя только полоску шириной около $1/2$ мм. Затем введем этот измеритель излучения в световой пучок на место экрана и станем медленно перемещать

его в направлении, перпендикулярном к оси пучка. Отметим отклонения гальванометра в каждом положении и нанесем их на график. Он изображен на рис. 40, в, дополняющем с количественной стороны картину дифракции, представленную на рис. 40, б. Отложенная по ординате графика облученность пропорциональна мощности, переносимой волнами, а эта мощность, в свою очередь,

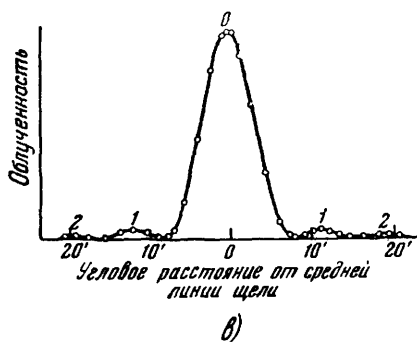
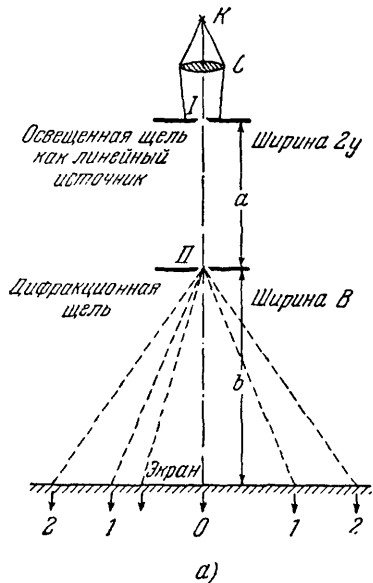
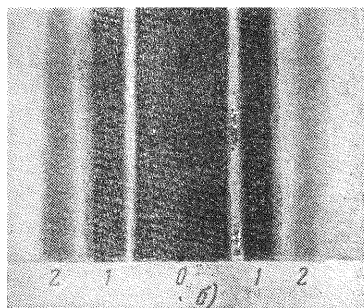


Рис. 40. Ограничение света щелью (красный фильтр).

a — схема установки (углы между пунктирными линиями сильно преувеличены); b — небольшой вертикальный участок получающейся на экране дифракционной картины; фотографический негатив в натуральную величину при $B=0,3$ мм; $b=3,8$ м; $a=1$ м; $2y=0,2$ мм; v — распределение облученности (мощности излучения, приходящейся на единицу поверхности и измеряемой, например, в $\text{вт}/\text{м}^2$) в дифракционной картине щели, измерено при помощи фотозлемента с запиорным слоем ($B=0,31$ мм; $b=1$ м; $a=0,75$ м; $2y=0,26$ мм; используемая ширина измерителя излучения (см. рис. 7) равна 0,55 мм).

пропорциональна квадрату амплитуды волны. Поэтому можно было бы сказать так: под амплитудой световой волны мы понимаем величину, пропорциональную корню квадратному из показания измерителя излучения. Хотя это определение и не может удовлетворить нас в смысле наглядности, оно все же достаточно для количественного истолкования множества оптических явлений.

§ 14. Излучение с различными длинами волн. Дисперсия. Повторим основной опыт с преломлением света, показанный на рис. 12, введя в него два изменения. Во-первых, вместо красного света возьмем обыкновенный белый свет и пустим узкий, почти параллельный пучок его, диаметром около 1 мм, на плоскопараллельную стеклянную пластинку. Во-вторых, проследим

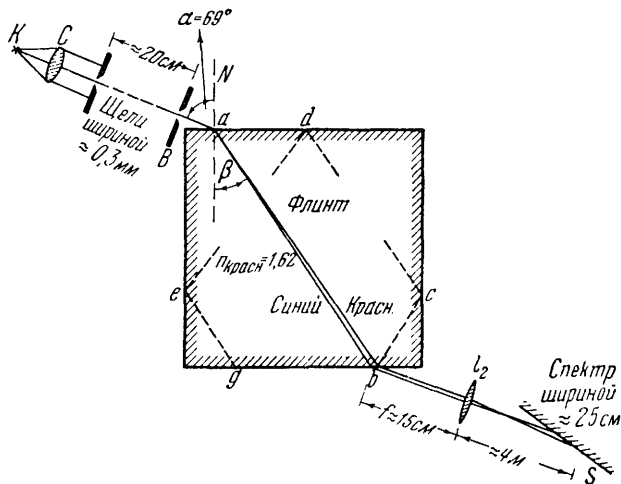


Рис. 41. Получение спектра посредством преломления в плоскопараллельной стеклянной пластинке.

Линии, идущие от *a* до линзы l_2 , изображают, в виде исключения, не лучи, а расходящиеся пучки. Поэтому они нарисованы более толстыми. Для обычного изображения пунктиром нехватит места. Экран *S* нужно располагать наклонно, чтобы выправить хроматическую aberrацию линзы l_2 и чтобы границы спектра сверху и снизу были практически параллельны. В точке *b* ширина спектра примерно равна 2,5 мм. Можно также наблюдать в точке *g* свет, отраженный в точках *c*, *d*, *e*. Вследствие увеличенного втрое пути света в стекле ширина спектра в этом месте составит около 8 мм; если спектр спроектировать на экран линзой l_2 , то ширина его уже будет достигать $\frac{1}{4}$ м.

за преломленным пучком после его выхода из нижней поверхности стекла, строго параллельной верхней. При этом мы сделаем новое важное наблюдение. Параллельный пучок белого света при своем проникновении в стекло превращается в ряд цветных пучков, расходящихся веером. Из нижней поверхности стеклянной пластинки выходят параллельные цветные световые пучки. На рис. 41 показаны только красный и синий пучки, в действительности же под плоскопараллельной стеклянной пластинкой мы видим полосу с непрерывной последовательностью цветов, которая называется *непрерывным спектром*. Такой спектр можно сделать видимым и для большой аудитории.

Нужно лишь спроектировать при помощи линзы на стенной экран в сильно увеличенном виде место выхода световых пучков b (см. § 79, петит).

Преломление в плоскопараллельном куске стекла *создает* из пучка белого света ряд цветных пучков. Они расходятся внутри стеклянной пластинки, но вне ее идут параллельно друг другу. Как и прежде, мы не будем смущаться выражением «цветные» пучки и попытаемся прежде всего сделать так, чтобы они продолжали расходиться и по выходе из стекла. Для этого нам следует только отказаться от параллельности верхней и нижней плоскости стекла и придать стеклянной пластинке форму призмы.

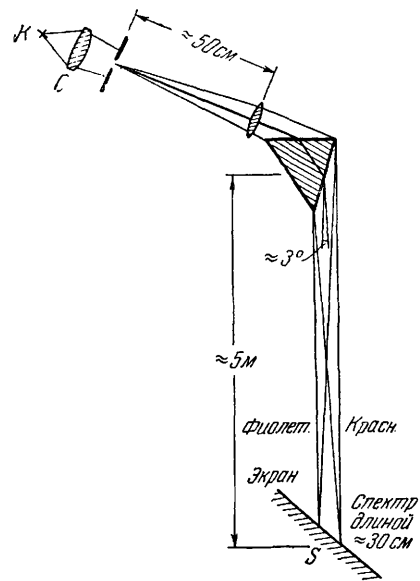


Рис. 42. Получение спектра посредством призмы в демонстрационном опыте.

Падающий на призму световой пучок лишь приблизительно параллелен. Линза отображает щель (линейный источник света) на экран, удаленный на несколько метров. Из всех цветных световых пучков за призмой показаны только красный и фиолетовый. Экран поставлен наклонно по тем же соображениям, что и в предыдущем случае (см. рис. 41). Обычную измерительную установку со строго параллельным световым пучком мы покажем далее, на рис. 166.

При увеличенной таким образом расходимости световых пучков мы можем воспользоваться гораздо более широкими параллельными пучками, чем в случае плоскопараллельной пластинки. Впрочем, и здесь перекрытие отдельных цветных пучков все еще является неприятной помехой. Поэтому прибегнем к методу, разобранному на рис. 38: с помощью линзы сделаем сходящимися все пучки, т. е. отобразим на экран линейный источник света, перпендикулярный к плоскости чертежа (рис. 42). Тогда мы получим на экране светящуюся разноцветную полосу непрерывного спектра.

Теперь дадим этому опыту количественное истолкование. Прежде всего надо устранить нефизические термины: «красный, синий и т. д. световой пучок» и охарактеризовать различные излучения физически, т. е. измеримой величиной. Для этого служит понятие длины волны. Мы выделяем из спектра узкий световой пучок, кажущийся глазу одноцветным, и известным нам

методом дифракции на щели измеряем длину волны (см. рис. 40, задача из практикума). Таким способом для световых пучков различного цвета находим следующее:

Спектральная область	Длины волн, нм *)	Спектральная область	Длины волн, нм *)
Фиолетовая	400—440	Желтая и оранжевая	580—640
Синяя	440—495	Красная	640—750
Зеленая	495—580		

*) 1 нм = 10⁻³ мк = 10⁻⁹ м. Эта единица (нанометр), ранее называвшаяся миллимикрон, имеет преимущество перед более употребительной единицей 10⁻¹⁰ м = 1 Å (ангстрем): она позволяет в большинстве случаев указывать длины волн при помощи всего лишь трех цифр.

Процесс преломления, следовательно, *создает* из пучков белого света множество пучков, кажущихся глазу цветными, и каждому из них можно приписать *определенную область длин волн* между 0,4 и 0,8 мк. Пока мы можем удовлетвориться средними значениями длин волн, но при этом мы всегда будем подразумевать некоторую область длин волн. Сказанное, разумеется, относится и к красному свету, которым мы до сих пор пользовались.

Для каждого излучения, характеризуемого, таким образом, некоторой (средней) длиной волны, мы можем определить показатель преломления *n* вещества. В принципе для этого достаточно устройства, изображенного на рис. 12. Для некоторых веществ, часто употребляемых в оптике, найдены следующие показатели преломления (табл. 2).

Т а б л и ц а 2

Вещество	Показатель преломления для длин волн			
	λ = 0,656 мк	λ = 0,578 мк	λ = 0,436 мк	λ = 0,405 мк
Легкий крон BK1 *) . .	1,5076	1,5101	1,5200	1,5236
Легкий флинт F1 *) . .	1,6150	1,6200	1,6421	1,6507
Тяжелый флинт SF4 *)	1,7473	1,7552	1,7913	1,8060
Алмаз	2,4099	2,4175	2,4499	2,4621

*) Обозначения изделий стекольной фирмы Шотт.

Зависимость показателя преломления от длины волны называется *дисперсией*. Детали техники измерений для нас не имеют значения. Нас интересует теперь прежде всего новое принципиально важное наблюдение. Заменим глаз физическим

индикатором — термостолбиком. Будем перемещать его вдоль плоскости спектра (см. рис. 42). Отклонение гальванометра отнюдь не исчезает у видимых концов спектра, т. е. на фиолетовой границе с одной стороны и на красной — с другой. Далеко за пределами видимого спектра по обе стороны от него мы еще находим излучения значительной силы. Это значит, что преломляются не только видимые, но и невидимые световые пучки. Они носят собирательные названия: «ультрафиолетовый»¹⁾ и «инфракрасный»²⁾ свет.

Ранее мы получали красный свет для демонстрационных целей не при помощи преломления, а посредством красного

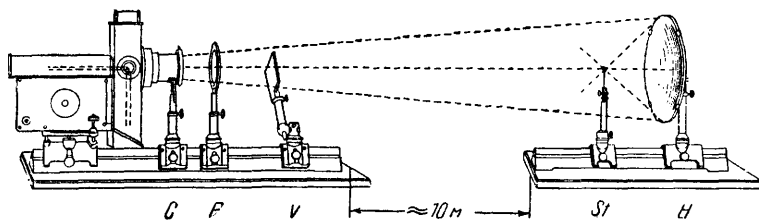


Рис. 43. Зажигание спички *St* пучком невидимого инфракрасного излучения.

C — вспомогательная линза; *F* — инфракрасный фильтр; *V* — затвор; *H* — вогнутое зеркало.

светофильтра, пропуская белый свет дуговой лампы через красное стекло. Значение слова «светофильтр» основано на пригодном, хотя и грубом, представлении о том, что излучение белого света является *смесью* различных цветных излучений, а светофильтр пропускает только одно из них.

Соответственно этому можно изготовить светофильтры и для невидимых излучений. В качестве ультрафиолетового светофильтра удобно пользоваться стеклом с большим содержанием никеля. Глазу оно кажется столь же непрозрачным, как деготь, однако, из смешанного (в указанном выше смысле) излучения дуговой лампы оно пропускает ультрафиолетовый свет. Для того чтобы сделать ультрафиолетовые пучки света видимыми, в демонстрационных опытах пользуются возбуждением люминесценции. Многие вещества под действием ультрафиолетового света ярко светятся, т. е. испускают видимый свет — они «люминесцируют». Сменим в опыте, изображенном на рис. 11, красный светофильтр на ультрафиолетовый и покроем доску краской, способной люминесцировать, например, слоем лака, содержащего порошок цинковой соли. Яркая, слегка зеленоватая

¹⁾ J. W. Ritter, *Cilberts Ann.* 7, 527 (1801).

²⁾ F. W. Herschel, *Phil. Trans.* Pt. II, 284, Lnd., 1800.

люминесценция покажет нам след невидимого, ультрафиолетового, параллельного светового пучка.

В качестве инфракрасных светофильтров хороши стеклянные пластинки, содержащие окись марганца. Инфракрасное излучение обнаруживают главным образом по нагреванию облучаемых тел. Можно, например, сделать нечто вроде прожектора для инфракрасных лучей из дуговой лампы и инфракрасного светофильтра и на расстоянии 10 м воспламенить спичку невидимым излучением (рис. 43).

§ 15. Некоторые технические вспомогательные устройства. Угловые зеркала и отражательные призмы. Эти устройства часто используются в качестве вспомогательных. Кроме того, преломление и дисперсия в отражательных призмах послужат нам в дальнейшем хорошим поводом для некоторых полезных размышлений.

Часто оказывается нужным отклонить световой пучок на определенный угол δ . Проще всего этого можно достигнуть однократным отражением пучка

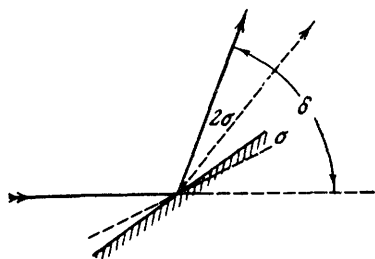


Рис. 44. Влияние наклона зеркала на направление отраженного светового пучка.

Показаны только оси пучков.

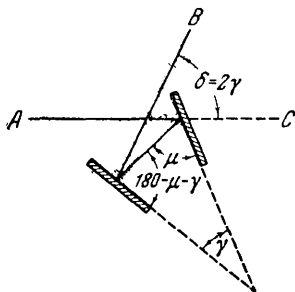


Рис. 45. Угловое зеркало.

Пользуясь им, можно, измеряя изменяемый двугранный угол γ , определить угловое расстояние δ между двумя предметами в направлениях B и C (секстант моряков и астрономов). Глаз наблюдателя находится в A . Правая зеркальная пластинка полупрозрачна, например полупосеребрена.

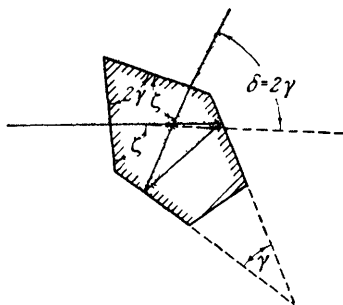


Рис. 46. Отражательная призма.

Оси входящего и выходящего световых пучков должны быть наклонены относительно внутренних поверхностей двугранного угла на равные углы ζ . Это достигается при угле $z = 2\gamma$ (иначе преломление у обеих поверхностей двугранного угла будет неодинаковым).

от зеркала (рис. 44). Но такая установка слишком чувствительна к боковым смещениям зеркала. При отклонении на угол σ (ось перпендикулярна к главному сечению, т. е. к плоскости чертежа) угол δ между падающим и отраженным лучами изменится на величину 2σ .

При двукратном отражении от двух зеркал, поставленных под углом, боковые смещения обоих зеркал, при которых двугранный угол между зеркалами остается неизменным, не имеют значения. Как видно из рис. 45.

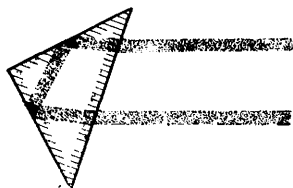


Рис. 47. Отражательная трехгранная призма для обращения направления лучей.

Грани, сходящиеся под прямым углом, покрыты отражающим слоем металла. Красный фильтр.



Рис. 48. Трехгранная отражательная призма, используемая как поворотная призма.

Грань, соответствующая гипотенузе, покрыта отражающим слоем металла. Красный фильтр.

угол δ между падающим и дважды отраженным лучом зависит только от двугранного угла γ , причем

$$\delta = 2\gamma. \quad (18)$$

Для того чтобы луч отразился под углом 90° к падающему, следует взять $\gamma = 45^\circ$. Два взаимно перпендикулярных зеркала ($\gamma = 90^\circ$) дают $\delta = 180^\circ$, отбрасывая, таким образом, падающий луч назад, параллельно самому себе. Совершенно аналогичные опыты можно провести со стальными шариками и стальными стенками (упругий удар) или с детским мячом и стенами комнаты.

Для получения «чистых» отражений посеребренные сзади стеклянные пластинки недостаточно хороши: они всегда дают двойное отражение, сзади — от металлического покрытия и спереди — от поверхности стекла. Вместе с тем, металлические зеркала без стеклянной защиты менее прочны. Поэтому на практике двугранный угол между обеими поверхностями металлических зеркал заполняют стеклом. Спереди стекло имеет форму крыши с углом между скатами $\epsilon = 2\gamma$, а сзади излишнее стекло срезается (рис. 46). Угловое зеркало превращается таким образом в отражательную призму. В отражательных призмах любой формы лучи всегда не только отражаются, но и преломляются. Поэтому мы сначала рассмотрим поведение только одного луча красного света. На рис. 46 оси входящего и выходящего световых пучков образуют с внутренними поверхностями стекла одинаковые углы. Оба эти луча, продолженные в воздух, претерпевают

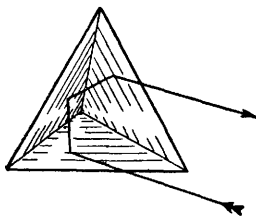


Рис. 49. Ход лучей в прямоугольном угловом зеркале.

равные преломления. Поэтому угол между ними δ остается по-прежнему равным 2γ . Все это легко уразуметь из геометрических соображений.

Если $\delta = 180^\circ$, т. е. если падающий и отраженный пучки параллельны, но имеют противоположные направления, то угол $\gamma = 90^\circ$, согласно уравнению (18). Следовательно, угол между скатами крыши $\epsilon = 2\gamma = 180^\circ$, и отражательная призма вырождается в трехгранную, схематически изображенную на рис. 47. Такие трехгранные призмы широко известны, так как они используются в призматических биноклях.

На рис. 48 показана трехгранная отражательная призма, используемая в качестве поворотной призмы. Ее применяют для переворачивания изображений, получившихся первоначально вверх ногами, в частности при проектировании маленьких физических приборов.

В качестве последнего примера рассмотрим угловое зеркало. Оно должно независимо от всех наклонов и качаний отбрасывать пучок в обратном направлении, параллельном направлению падения. Если наклоны происходят лишь около *одной* оси, то задача решается либо при помощи двух зеркал, расположенных под углом, либо путем применения отражательной призмы с двугранным углом $\gamma = 90^\circ$

(см. рис. 47; ось наклона перпендикулярна к плоскости чертежа). Если возможны наклоны относительно любой оси, требуются три взаимно перпендикулярные зеркальные поверхности (рис. 49). По указанным выше причинам и в этом случае все пространство между зеркалами должно быть заполнено стеклом, а переднюю поверхность делают плоской. Полученное тело имеет вид срезанного угла стеклянного куба или равносторонней трехгранной пирамиды. При демонстрации этого «тройного зеркала» отверстие лампы, из которого выходит световой пучок, окружают белым бумажным экраном и вносят в пучок это зеркало. При любых наклонах и качаниях зеркала отраженный назад пучок (треугольное пятно) останется на экране неподвижным. Наблюдатель же, смотрящийся в такое зеркало, увидит себя вверх ногами. Ход осей световых пучков ясен из рис. 49. Мозаика, составленная из зеркальных углов с шестиугольными передними поверхностями, дает хороший «катафот» для транспорта и дорожных знаков.

Изложенная здесь теория отражательных призм была специально ограничена случаем фильтрованного света. В белом свете всегда наблюдается дисперсия: при выходе из отражательной призмы различно преломленные цветные пучки света параллельно смещены друг относительно друга. Почему же все-таки при пользовании отражательными призмами мы не видим у предметов окрашенных краев? На этот вопрос пусть ответит сам читатель.

Для измерения малых углов пользуются отклонением лучей призмой с изменяющимся и измеряемым углом в виде клина. Подробности см. в подписи к рис. 50.

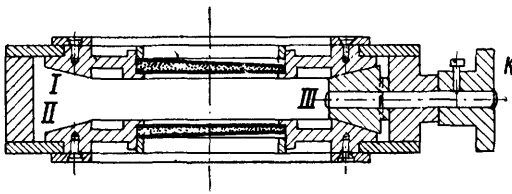


Рис. 50. Призма с переменным малым преломляющим углом.

Две призмы с очень малыми преломляющими углами φ можно поворачивать вокруг оси (она показана штрих-пунктиром) в противоположные стороны на равные углы β . Каждая призма помещена в прорезанной середине большого конического зубчатого колеса I и колеса II. С этими колесами соединено третье маленькое коническое зубчатое колесо III, которое приводится во вращение ручкой K. В изображенном на чертеже положении обе призмы действуют вместе, как одна с преломляющим углом 2φ . После поворота на угол $\beta = 90^\circ$ преломляющие ребра попадут в положения выше и ниже плоскости чертежа и параллельно ей. При этом обе призмы действуют, как одна плоскопараллельная пластинка; преломляющий угол равен нулю. В общем случае для отклонения δ проходящих лучей справедливо соотношение $\delta = 2\varphi(n - 1) \cos \beta$.

ОТОБРАЖЕНИЕ И РОЛЬ ОГРАНИЧЕНИЯ

§ 16. Точки изображения, даваемого линзой, как дифракционные картины краев линзы. Влияние собирающей линзы или вогнутого зеркала на распространение волн было подробно рассмотрено в «Механике» (см. т. I, рис. 393, 394). Здесь мы напомним весьма важный факт: точка изображения, даваемого линзой, не является пересечением двух геометрических прямых, а представляет собой дифракционную картину, создаваемую оправой линзы или зеркала; эта картина имеет конечную протяженность (рис. 51).

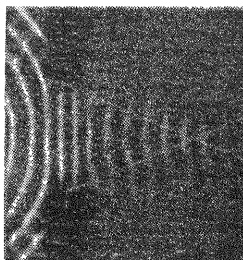


Рис. 51. Водяная линза для поверхностных волн на воде.

Она отображает «точку предмета», т. е. волновой центр, лежащий на оси линзы за левым краем рисунка, в «точку изображения». Последняя, будучи дифракционной картиной оправы линзы, имеет конечное протяжение.

Для световых волн мы продемонстрируем это с помощью установки, изображенной на рис. 52. Посредством хорошей линзы от зрительной трубы L_1 (объектив с фокусным расстоянием 70 см) отбросим изображение точечной решетки на экран, удаленный от нее на 5 м. Эта решетка (с длиной стороны 3 мм) состоит из 25 круглых отверстий диаметром 0,2 мм, ярко освещенных сзади красным светом. Круглая оправа линзы (диаметром 5 см) ограничивает проходящие через нее световые пучки¹⁾. Фотография картины, получающейся на экране, приведена на рис. 53; мы видим на нем

решетку, состоящую из 25 четко разграниченных кружочков. Они дают нам представление о *верхнем предельном значении* диаметра «точки изображения». Теперь поместим непосредственно за решеткой вспомогательную диафрагму B_1 (рис. 54), оста-

¹⁾ Осветительная линза C должна давать изображение кратера K в плоскости L_1 ; это изображение должно превосходить размеры линзы L_1 .

вив незакрытым только среднее отверстие, один-единственный «точечный предмет». Резкость его изображения на экране не изменится.

Теперь сделаем решающий опыт: в установке, изображенной на рис. 54, поместим за линзой в качестве апертурной диафрагмы (см. § 5) прямоугольную щель B_2 . Пучок, выходящий

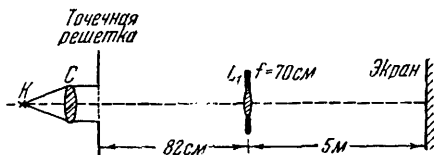


Рис. 52. Отображение маленькой точечной решетки объективом телескопа.

Решетка состоит из 25 круглых отверстий, диаметром 0,2 мм каждое, отстоящих на 0,7 мм друг от друга (ср. рис. 54). Для больших помещений надо брать меньшее f .

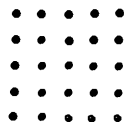


Рис. 53. Изображение на экране точечной решетки.

Негатив в $1/2$ натуральной величины.

из линзы, становится при этом прямоугольно ограниченным; пусть, например, его ширина $B_2 = 0,3$ мм. Тогда на экране будет видна картина, изображенная на рис. 55 (в $1/2$ натуральной величины). Точечному предмету соответствует на экране длинный «мазок», по обе стороны которого расположены еще другие, более короткие «мазки». Пользуясь синим светом, мы получим такие же «мазки» несколько меньшей длины (рис. 56).

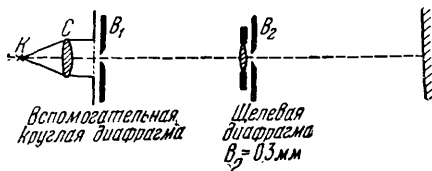


Рис. 54. Установка с вспомогательной круглой диафрагмой, закрывающей 24 из 25 отверстий точечной решетки.

Одно оставшееся открытым отверстие отображается тем же объективом, что и на рис. 52. Однако на этот раз световой пучок ограничен прямоугольной диафрагмой B_2 .

В обоих случаях получающиеся фигуры похожи на горизонтальный разрез уже известной нам дифракционной картины щели (см. рис. 40, б). При этом минимумы, как и раньше, находятся на одинаковых угловых расстояниях (ср. рис. 55 и 40, в). Поэтому истолкование рис. 55 и 56 не вызывает никаких сомнений: точка изображения действительно представляет собой дифракционную картину краев линзы. Если смотреть из линзы, то первый минимум по обе стороны от середины изображения виден под

углом α , определяемым уравнением (17)¹⁾, т. е.

$$\sin \alpha = \frac{\lambda}{B}. \quad (17)$$

Обычно линзу ограничивают не прямоугольной, а круглой диафрагмой, т. е. вместо щели имеется круглая оправа линзы. Поэтому, продолжая опыт, заменим щель B_2 (рис. 54) круглой

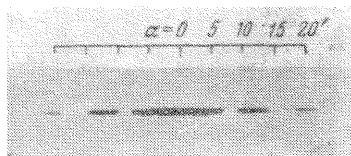


Рис. 55. Точка изображения, имеющая вид «мазков».

Она создается линзой при ограничении светового пучка узкой прямоугольной щелью B_2 шириной 0,30 мм, перпендикулярной к длинной стороне чертежа. Изображение сфотографировано в красном свете ($\lambda \approx 0,66 \text{ мк}$) на расстоянии 5 м. 1/2 натуральной величины.

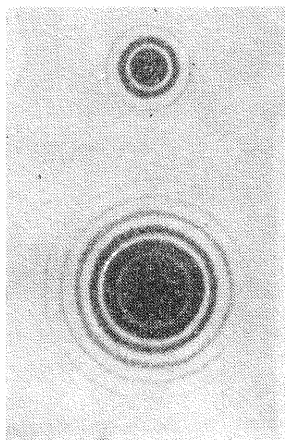


Рис. 57. Точка изображения, полученного объективом телескопа, при ограничении пучка круглым отверстием диаметром 1,5 мм.

Снято на расстоянии 5 м (выдержка для верхнего изображения — 1 мин, для нижнего — 5 мин). Красный фильтр, негатив, натуральная величина.

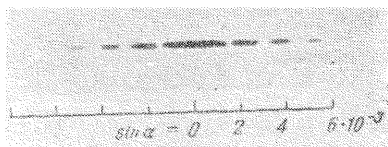


Рис. 56. То же, что на рис. 55, но при использовании синего света ($\lambda \approx 0,47 \text{ мк}$).

диафрагмой (например, диаметром 1,5 мм). Результат его представлен на рис. 57; на нем видна дифракционная картина круглого отверстия. Приблизительно можно сказать, что она возникает в результате вращения дифракционной картины щели (см. рис. 55) вокруг средней точки. Строго говоря, это, однако, не совсем так: в случае круглого отверстия нужно ввести в правую часть уравнения (17) множитель, равный примерно 1,2.

¹⁾ На рис. 54 световой пучок, падающий на диафрагму B_2 , можно с большим приближением считать параллельным; это и дает основание для применения уравнения (17).

Но в широком диапазоне длин волн λ видимого спектра (0,4—0,8 мк) эта поправка не имеет практического значения.

Вывод таков: *точка изображения, даваемого линзой, есть дифракционная картина оправы, ограничивающей линзу.* Можно без особого преувеличения утверждать, что при отображении линзой роль отверстия, ограничивающего пучок, важнее роли самой линзы. Линза играет лишь вспомогательную роль: она превращает плоские или расходящиеся группы волн в сходящиеся и собирает их в узкую область. Вследствие этого дифракционная картина отверстия переносится на доступное расстояние; картина, составленная из дифракционных изображений отдельных точек, получает благодаря линзе небольшие, удобные для работы размеры.

Если удалить линзу, то оставшееся отверстие будет действовать, как в хорошо известной камере-обскуре (см. ниже рис. 107). Размер отверстия в камере-обскуре должен быть согласован с желательными расстояниями от отверстия до предмета и до изображения (см. § 59). Если это сделано, то достигнутую резкость изображения нельзя улучшить введением в отверстие линзы. Это показано на рис. 58 для отверстия диаметром 3,5 мм.

Между изображениями, получаемыми в камере-обскуре или с помощью линзы, нет принципиальной разницы: оба они являются лишь дифракционными картинками отверстия. (Дальнейшее обсуждение этого вопроса см. в § 59.)

§ 17. Разрешающая сила линз и, в частности, глаза и телескопа. Покажем на нескольких примерах, сколь велико значение приведенных выше опытов. Вернемся к рис. 54 и уберем вспомогательную диафрагму B_1 , открыв, таким образом, все 25 точек решетки. Затем по-прежнему ограничим отверстие линзы прямоугольной диафрагмой; тогда мы получим в качестве изображения длинные «мазки» (см. рис. 55), причем сперва в горизонтальном положении (щелевая диафрагма B_2 вертикальна). Линза даст изображение решетки в виде, показанном на рис. 59, а. Вместо точечной решетки (см. рис. 53) появятся

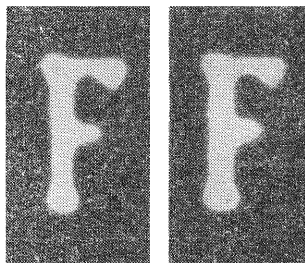


Рис. 58. Два изображения одной и той же буквы (медный шаблон).

Левое изображение представляет собой фотографию, сделанную с помощью линзы; правое изображение — фотографию, полученную с помощью камеры-обскуры. Оправа линзы и отверстие камеры-обскуры имеют одинаковый диаметр, равный 3,5 мм (!). Расстояния до предмета и до изображения одинаковы и равны 17 м. Таким образом, изображения имели тот же размер, что и предмет. Поразительно большие «точки изображения», из которых построены эти изображения, встретятся нам позже на рис. 160.

5 горизонтальных светлых линий, получившихся от перекрывания горизонтальных точек изображения — «мазков». Теперь повернем щель B_2 , а вместе с ней и мазки на 45° от вертикали.

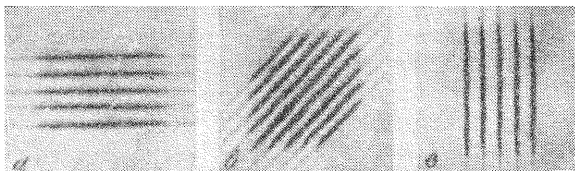


Рис. 59. Ограничение объектива оказывает решающее влияние на вид изображений точечной решетки. Объяснение в тексте. Красный фильтр, негатив, $1/2$ натуральной величины.

Вместо точечной решетки мы получим изображение, приведенное на рис. 59, б, и т. д. Как видно, нерациональное диафрагмирование светового пучка может сделать изображение совершенно несходным с предметом.

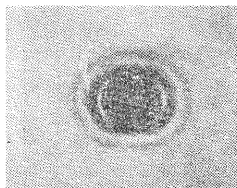


Рис. 60. К вопросу о разрешении, даваемом линзой.

Разделение двух дифракционных картин, играющих роль точек изображения. Круглое отверстие линзы диаметром $1,5 \text{ м.м.}$ Получено изображение двух отверстий диаметром $0,2 \text{ м.м.}$, отстоящих друг от друга на расстоянии $0,3 \text{ м.м.}$ Съемка в красном свете на расстоянии 5 м. Негатив, натуральная величина.

При обычной форме ограничения линзы — круглой оправе — «точка изображения» имеет вид дифракционного кружка с концентрическими кольцами постепенно убывающей яркости (см. рис. 57). При наблюдении из центра линзы первое темное (на фотографическом негативе первое светлое) кольцо этой дифракционной картины видно на угловом расстоянии α от центра дифракционного кружка. Если диаметр линзы равен B , то получаем с хорошим приближением

$$\sin \alpha = \lambda/B \quad \text{или} \quad \alpha = \lambda/B. \quad (17)$$

Чтобы разрешить две точки объекта на его изображении, нужно добиться по крайней мере того, что показано на рис. 60: центральный кружок первой точки изображения должен совпасть с первым минимумом другой. Это значит, что угловое расстояние 2ω между точками объекта не должно быть меньше, чем угол α , вычисленный из уравнения (17). Итак, мы получаем для наименьшего «разрешимого» углового расстояния соотношение

$$2\omega_{\text{мин}} = \frac{\lambda}{B}. \quad (19)$$

Пример. Наш глаз представляет собой, в сущности, фотографическую камеру. Роль фотопластины выполняет мозаично построенная сетчатка. Глазную линзу ($f=23$ мм) ограничивает радужная оболочка (ирисовая диафрагма). Диаметр отверстия (зрачка глаза) составляет при дневном освещении около 3 мм. Средней длиной волны дневного света можно считать $\lambda=0,6$ мк = $=6 \cdot 10^{-4}$ мм. Таким образом, из уравнения (19) получим

$$2\omega_{\min} = \frac{6 \cdot 10^{-4} \text{ мм}}{3 \text{ мм}} = 2 \cdot 10^{-4} = 41''.$$

Это значит, что наш глаз способен еще различать две точки объекта на угловом расстоянии, примерно равном $1'$. Или другими словами, одна дуговая минута есть наименьший «разрешимый» угол зрения 2ω (ср. рис. 94). Этот приближенный расчет согласуется с непосредственным опытом. Для демонстраций целесообразно воспользоваться решеткой, разделенной на черные и белые полосы. Для наблюдателя, находящегося на расстоянии 10 м, расстояние между полосами должно составлять около 3 мм. Тогда мы можем написать

$$2\omega_{\min} = 3 \cdot 10^{-4} \text{ или } 2\omega_{\min} = 1'.$$

При благоприятном освещении можно добиться приблизительно половины этого значения. Следовательно, разрешение может быть не столь высоким, как на рис. 60.

Современный астрономический телескоп, состоящий из линзы или вогнутого зеркала и фотографической пластинки в их фокальной плоскости, практически также представляет собой лишь разновидность фотографической камеры. При диаметре линзы или зеркала, равном 300 мм, наименьший разрешимый угол зрения в 100 раз меньше, чем для невооруженного глаза, т. е. составляет около $0,4''$ ¹⁾. При отверстии 1,2 м еще можно различать две неподвижные звезды с угловым расстоянием между ними $0,1''$ и т. д. Каждая из двух звезд становится различной

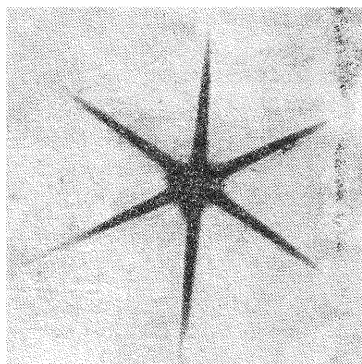


Рис. 61 Точка изображения, даваемая линзой при ее ограничении треугольным отверстием с длиной стороны 1 см.

Снято на расстоянии 5 м, красный фильтр. Негатив, натуральная величина.

¹⁾ 1 градус (1°) = $1,745 \cdot 10^{-2}$; 1 минута ($1'$) = $2,91 \cdot 10^{-4}$; 1 секунда ($1''$) = $4,86 \cdot 10^{-6}$ (ср. «Механика», § 5).

только по дифракционной картине краев линзы или зеркала. На рис. 61 показана дифракционная картина неподвижной звезды при треугольной диафрагме объектива телескопа. С нашими современными телескопами мы еще не можем получить настоящего *изображения* диска неподвижной звезды, что возможно в случае изображения солнечного диска. Дело в том, что диаметр солнечного диска составляет $32'$, а диаметр даже ближайших неподвижных звезд — меньше $0,01''$. Для отображения диска неподвижной звезды даже величайшие из существующих телескопов (диаметр зеркала = 5 м) слишком грубы.

Предел разрешающей силы глаза и телескопа определяется *ограничением светового пучка*, а не особенностями оптической системы. Это — существенный вывод данного параграфа.

§ 18. О возникновении дифракции. Различие между дифракцией Фраунгофера и Френеля. В § 16 мы выяснили, что точка изображения, созданного линзой, есть дифракционная картина ее отверстия. Этот экспериментально установленный факт легко объяснить, воспользовавшись аналогией с механическими волнами. Следует только принять, что скорость волн (введенных чисто формально) в стекле меньше, чем в воздухе, т. е. что

$$\frac{\lambda_{\text{возд}}}{\lambda_{\text{ст}}} = \frac{v_{\text{возд}}}{v_{\text{ст}}} = n, \quad (4)$$

где λ — длина волны, v — скорость, n — показатель преломления.

Это положение мы сейчас докажем. Снова рассмотрим простейший случай: волны в виде ограниченного параллельного пучка, т. е. практически плоские, падают перпендикулярно на отверстие.

Из механики известно, что в *отсутствии линзы* каждая точка отверстия является по принципу Гюйгенса — Френеля источником элементарного цуга волн (см. «Механика», рис. 390). За отверстием все элементарные цуги волн накладываются друг на друга, что приводит к боковому ограничению пучка. Отклонение от границ, образованных лучами, и есть дифракция.

В «Механике» мы разобрали этот процесс графически (§ 119). Но опыт с моделью проще и нагляднее. На рис. 62, а двойная стрелка изображает гребень волны, достигшей отверстия; длина гребня равна ширине отверстия B . Далее, система концентрических окружностей соответствует одной-единственной группе элементарных волн, исходящих из одной точки отверстия. Представим себе эту волновую картину нарисованной на стекле и спроецированной на экран; двойную стрелку нанесем на экран. Затем представим себе, что на тот же экран другие

проекторные аппараты отбрасывают еще непрерывный ряд подобных изображений. На практике поступают проще: пользуются только *одним* рисунком на стекле (см. рис. 62, *а*),

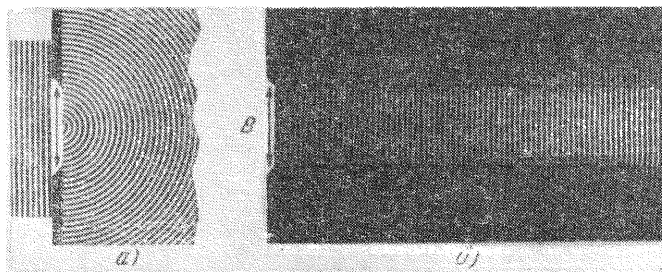


Рис. 62. Модельный опыт по ограничению плоских волн широкой щелью (*а*) и схема дифракции Френеля (*б*).

На (*а*) волны нарисованы на стеклянной пластинке. Их профиль выбран не синусоидальным, а прямоугольным, поскольку эти тонкости в печати все равно пропадают. Если бы воспроизведение на рисунке было безупречным, то фон на (*б*) казался бы глазу серым, гребни волн — от светло-серых до белых, впадины — от темно-серых до черных. При печатании цвет фона в большинстве случаев получается похожим на цвет впадин. С этим дефектом следует считаться во всех дальнейших модельных опытах, относящихся к распространению волн.

быстро (примерно 20 раз в 1 сек) перемещая его волновой центр с помощью какого-нибудь механического приспособления вверх и вниз в направлении двойной стрелки. Глаз и фотографическая пластинка не в состоянии разрешить эти изображения, следующие одно за другим в пространстве и во времени; они отмечают только наложение всех групп элементарных волн. Так получается волновая картина, изображенная на рис. 62, *б*.

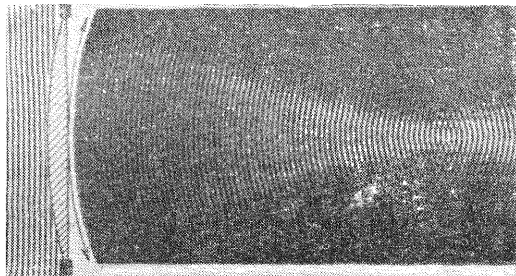


Рис. 63. Образование при помощи линзы точки изображения как дифракционной картины отверстия (модельный опыт) и схема дифракции Фраунгофера.

В «точке изображения» и около нее волны плоские.

Продолжив данный опыт, получим объяснение действия линзы.

Для этой цели рассмотрим отверстие большого размера и непосредственно перед ним собирающую линзу (рис. 63). Как известно, волны в стекле линзы распространяются медленнее,

чем в воздухе (см. уравнение (4)). Вследствие этого средняя их часть отстает от краев, т. е. фронт волны становится вогнутым. *Прямую* двойную стрелку на рис. 62 необходимо заменить стрелкой, *изогнутой по дуге окружности*. В остальном опыт проводится так же, как и предыдущий. Будем перемещать (при помощи какого-либо механического приспособления) волновой центр вдоль изогнутой стрелки. Получающийся результат приведен на рис. 63: ряд волн сходится в центре кривизны двойной стрелки. Но это место отнюдь не является *точечным* центром сходимости; оно представляет собой лишь наиболее узкую область, в которую стягивается цуг волн; около него появляется несколько более слабых спутников. Представим себе плоскость, перпендикулярную к плоскости чертежа и к направлению распространения волн. Мы получим на ней дифракционную картину такого же характера, как и на рис. 57. Это и будет дифракционная картина краев линзы *B* — реальная, или физическая, точка изображения, в отличие от точки, построенной с помощью лучей.

На рис. 64 показаны две фотографии «внефокального» дифракционного изображения отдаленного точечного источника

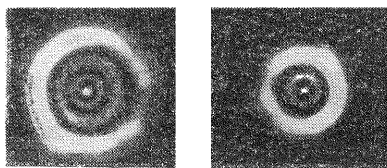


Рис. 64. Две «внефокальные» дифракционные картины удаленной светящейся точки.

Съемка объективом телескопа ($f=4$ м, диаметр 12 см) с 30-кратным увеличением; фотопластинка располагается на расстоянии 35 и 25 мм от фокальной плоскости.

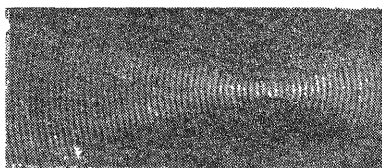


Рис. 65. Возникновение такой же дифракционной картины (модельный опыт).

Рисунок следует рассматривать косо в направлении его длины.

света (неподвижной звезды) при 30-кратном увеличении. На рис. 65 изображен соответствующий опыт с моделью. Он осуществляется совершенно так же, как и на рис. 63; волны показаны лишь в области фокуса.

На рис. 63 приведено волновое поле *сходящихся* волн. Поперечное сечение светового пучка имеет вблизи фокуса линзы отчетливую структуру (см. рис. 64). В фокальной плоскости эта структура наиболее проста, и получающуюся там картину называют дифракционной картиной Фраунгофера. О дифракции

Френеля говорят в случае расходящихся цугов волн, как, например, на рис. 62, б. Поперечное сечение расходящегося светового пучка имеет отчетливую структуру на любом расстоянии от отверстия. Эта структура изменяется с углом раскрытия u падающего светового пучка и с расстоянием от экрана до отверстия. При очень малых углах раскрытия u и при большом расстоянии от экрана получается в конце концов простой вид дифракционной картины Фраунгофера. Терминами «дифракция Фраунгофера» и «дифракция Френеля» различают, следовательно, два практически важных случая дифракции, но не два принципиально различных явления (ср. рис. 36 и 37).

ГЛАВА IV

СВЕДЕНИЯ (В ТОМ ЧИСЛЕ ТЕХНИЧЕСКИЕ), КАСАЮЩИЕСЯ ОТОБРАЖЕНИЯ И ОГРАНИЧЕНИЯ ПУЧКОВ

§ 19. Предварительное замечание. Линзы играют в оптике примерно ту же роль, что и провода в электричестве. И те и другие суть неотъемлемые средства экспериментального наблюдения. Обращению с проводами можно научиться быстро, этому учит повседневный опыт. Разумное же пользование линзами требует, напротив, знания многочисленных деталей. Того, что сказано в § 11, разумеется, недостаточно; там, прежде всего, остается невыясненным самое главное: *доминирующее значение ограничения пучков во всех вопросах, касающихся отображения.* С этой стороной дела мы впервые познакомились в §§ 16 и 17. В настоящей главе мы приведем дальнейшие примеры, по-прежнему тесно примыкающие к непосредственному опыту, к личному наблюдению.

I. РАЗЪЯСНЕНИЕ ДЕЙСТВИЯ ЛИНЗ И ВОГНУТЫХ ЗЕРКАЛ

§ 20. Главные плоскости и узловые точки. При рассмотрении простых тонких линз фокусное расстояние, расстояние до предмета и расстояние до изображения отсчитывают от средней плоскости линзы. Со средней плоскостью имеют дело также в известных, излюбленных при школьном обучении геометрических построениях изображений (рис. 66).

При этом конечной толщиной линзы пренебрегают как незначительной. Однако в случае толстых линз или систем линз (фотографические объективы и объективы микроскопов) это почти всегда недопустимо. При исследовании хода лучей в таких системах пользоваться средней плоскостью уже нельзя. Нужно ввести две плоскости отсчета, перпендикулярные к оси линзы, — обе главные плоскости H и H' , и от них отсчитывать фокусные расстояния до предмета и до изображения (Гаусс).

Определяя место изображения графическим построением, следует проводить лучи до одной из главных плоскостей и там отклонять их (рис. 67). Физический смысл такого построения ясен из демонстрационных опытов, схема которых показана на рис. 68. Проходящие через F' оси пучков (лучи) называют передними телецентрическими, проходящие через F — задними телецентрическими.

Рис. 67 наглядно поясняет общее определение фокусных расстояний, а именно:

со стороны изображения (заднее):

$$f' = \frac{y}{\operatorname{tg} \omega'}, \quad (20a)$$

со стороны предмета (переднее):

$$f = \frac{y'}{\operatorname{tg} \omega}. \quad (20b)$$

Для экспериментального определения положения главных плоскостей используют два телецентрических световых пучка.

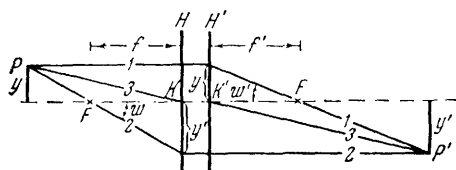


Рис. 67. К определению передней и задней главных плоскостей H и H' .

В случаях толстых линз или систем линз от этих плоскостей отсчитывают в пространствах предмета и изображения фокусные расстояния и расстояния до предмета и до изображения. Узловые точки K и K' служат для сравнения с рис. 70. Если для измерения фокусного расстояния согласно уравнению (20) мы хотим в качестве оси светового пучка использовать, например, луч 2, то фокус F придется окружить диафрагмой, представляющей собой входной зрачок. При этом луч 2 становится главным лучом, и поэтому для его переднего угла наклона естественно принять обычное обозначение ω .

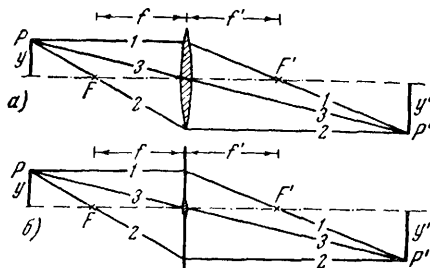


Рис. 66. Графическое построение точки P' изображения, соответствующей точке предмета P .

Фокусы F и F' заданы. Из лучей 1—3 достаточно два любых. Это — чисто формальное построение. Величина предмета $2y$ может во сколько угодно раз превосходить диаметр линзы, как, например, в случае фотоаппарата. В этом случае лучи 1 и 2 попадают не на саму линзу, а лишь в плоскость, проходящую через середину линзы (средняя плоскость). Тем не менее, следует считать, что эти лучи отклоняются плоскостью линзы, что и показано на рис. 66, б.

Их пропускают параллельно оси линзы сперва справа налево (рис. 69, а) и затем слева направо (рис. 69, б). Положение фокусов F и F' определяют, продолжая пунктиром оси пучков до их пересечения. В рассматриваемой сложной линзе обе главные плоскости H и H' не лежат между линзами (одна большая выпуклая и другая маленькая вогнутая); кроме того, ясно видно, что расстояния обоих фокусов от средней плоскости системы различаются весьма значительно.

Чаще всего пространство предмета и пространство изображения заполнены одним и тем же веществом, а именно воздухом.

Однако в некоторых случаях пространство изображений содержит другое, обычно жидкое, вещество (глаз!). Тогда пользуются

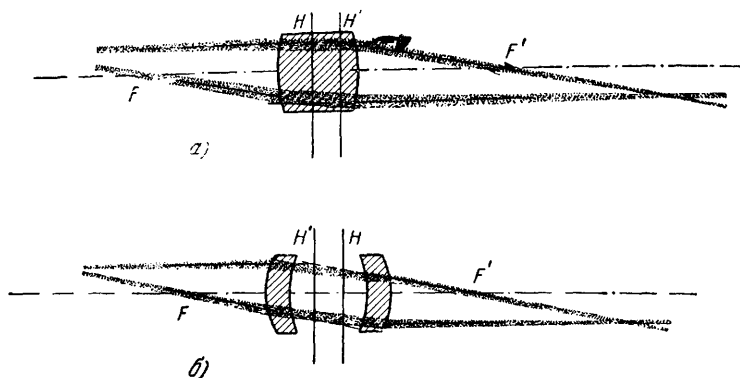


Рис. 68. Демонстрационные опыты для объяснения схематического рис. 67.

Красный фильтр. Для удобства представлены только пучки, соответствующие лучам 1 и 2. $1/9$ натуральной величины. На рис. 68, б задняя главная плоскость H' расположена ближе к предмету, чем передняя главная плоскость H . В основе рисунка лежат фотографии непосредственного опыта. То же относится и к рис. 69, 75, 79, 80 и т. д.

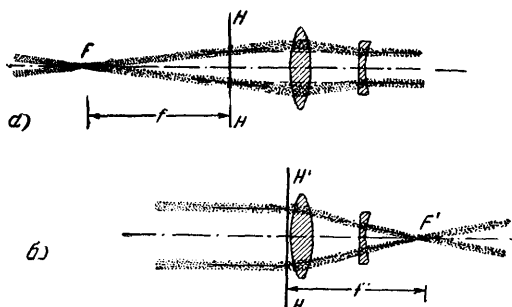


Рис. 69. Демонстрационный опыт для определения главных плоскостей системы, составленной из выпуклой и вогнутой линз.

Подобные системы используются в фотоаппаратах в качестве «телеобъективов» при съемке отдаленных предметов, например зверей на воле. При этом необходимо, чтобы фокусное расстояние было большим (ср. уравнение (16а) § 11). При обычных объективах длина камеры должна, по крайней мере, равняться фокусному расстоянию; телеобъектив позволяет получить гораздо меньшее расстояние («задний отрезок») между задней вогнутой линзой и фокусом F' .

понятием *узловых точек*. Объясним его на простейшем частном случае камеры-обскуры, заполненной водой (рис. 70).

Отображение точки предмета A в точку изображения A' можно описать двумя способами: либо с помощью лучей a и a' , *наклоненных* друг относительно друга вследствие преломления, либо с помощью лучей a и a'' , проходящих пространство предметов и пространство изображений *параллельно* друг другу. Пересечение этих лучей с проведенной штрих-пунктиром осью симметрии отображающего отверстия определяет две точки K и K' , называемые *узловыми точками*.

Аналогичным образом определяют узловые точки и в том случае, когда в отображающее отверстие вставлена линза. В качестве примера назовем глаз. В пространстве предмета находится воздух, а в пространстве изображений — в теле глаза — жидкость.

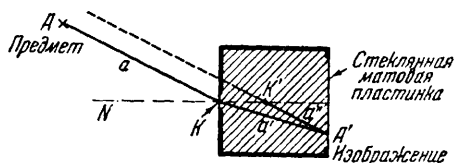


Рис. 70. Положение обеих узловых точек K и K' в камере-обскуре, заполненной водой.

Отображающее отверстие закрыто тонкой стеклянной пластинкой.

Обе узловые точки ненапряженного глаза лежат при нормальном (не периферическом) зрении на расстояниях 7 и 7,3 мм позади вершины роговицы, главные же плоскости — всего лишь на расстояниях 1,35 и 1,65 мм позади этой вершины.

Чаще всего, однако, по обе стороны линзы находится одно и то же вещество. Тогда точки пересечения главных плоскостей с осью линзы (главные точки) превращаются в «узловые точки» K и K' ; это значит, что лучи, проходящие через них в пространстве предмета и изображения, параллельны друг другу. Такие лучи (3) изображены на рис. 67.

Это свойство узловых точек можно использовать для опытного определения положения главных плоскостей. Система линз укрепляется на салазках так, чтобы ось симметрии линз, изображенная на рисунке пунктиром,

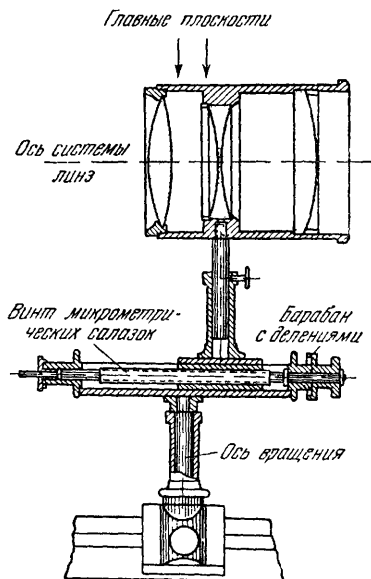


Рис. 71. К экспериментальному определению задней главной плоскости путем нахождения задней узловой точки.

Система линз может вращаться вокруг вертикальной оси и перемещаться относительно нее вдоль салазок.

была параллельна направлению пазов (рис. 71). Салазки крепятся на вертикальной оси, вокруг которой их можно поворачивать. Затем с помощью этой системы линз получают на весьма удаленном экране изображение источника света и поворачивают систему вокруг вертикальной оси в ту и другую сторону. При этом, вообще говоря, изображение на экране перемещается. Передвигая салазки, можно затем добиться того, чтобы изображение оставалось неподвижным. При этом ось будет расположена как раз под искомой передней узловой точкой, а направление оси будет лежать в передней главной плоскости.

Если требуется большая точность, то у ординарных, достаточно толстых линз приходится определять обе главные плоскости. Замена их средней плоскостью линзы является

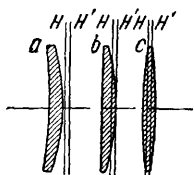


Рис. 72. Главные плоскости трех тонких линз.

Даже у выпукло-вогнутой линзы (мениск) они практически близки к средней плоскости линзы; $1/6$ натуральной величины; $f_a = 28$ см; $f_b = 20$ см; $f_c = 21$ см.

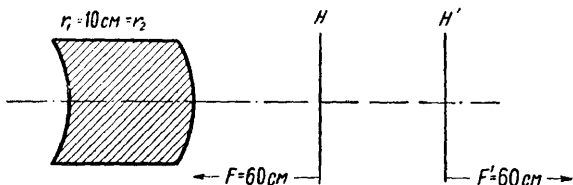


Рис. 73. Толстая выпукло-вогнутая линза (мениск) является собирающей, несмотря на то, что радиусы кривизны обеих ее поверхностей одинаковы.

Главные плоскости лежат далеко за пределами линзы; $1/6$ натуральной величины.

лишь приближением. На рис. 72 и 73 показано несколько таких примеров.

§ 21. Зрочки. Содержание этого параграфа особенно важно. Лучи, схематически изображенные на рис. 66, могут служить осями или границами световых пучков; их направление совместимо с положениями фокусов F и F' . Эти световые пучки, однако, вовсе не обязательно должны существовать на самом деле. Действительные световые пучки выглядят в большинстве случаев совершенно иначе, чем лучи, изображенные на бумаге. Их вид определяется зрочками. Зрочком как в пространстве предметов, так и в пространстве изображений называется общее для всех световых пучков поперечное сечение. Для светового пучка в пространстве предметов (переднего пучка) зрочок называется входным, а для светового пучка в пространстве изображений (заднего пучка) — выходным (Э. Аббе).

Примеры.

1. При простейшем применении одной линзы (см., например, рис. 32) ее оправа ограничивает передний световой пучок (угол

раскрытия u) и действует, таким образом, как «входной зрачок». Вместе с тем, она ограничивает и задний световой пучок (угол раскрытия u'), а следовательно, служит и «выходным зрачком». В этом простейшем примере входной и выходной зрачки, стало быть, совпадают.

2. На рис. 74 (внизу) перед линзой находится круглая диафрагма B , ограничивающая в качестве входного зрачка передний световой пучок (угол раскрытия u). За линзой находится

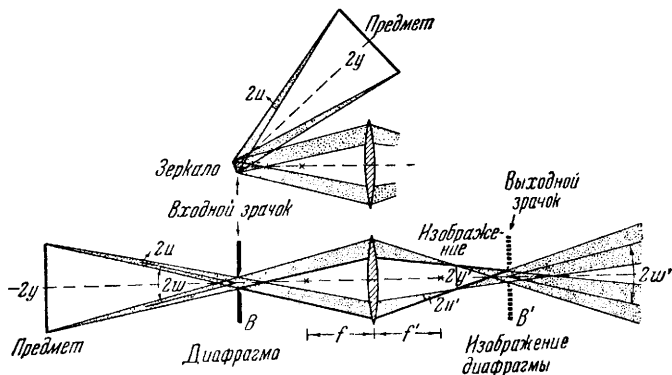


Рис. 74. К ограничению отображающих световых пучков зрачками.

На обоих рисунках входные зрачки — вещественные диафрагмы B ; внизу — диафрагма в виде отверстия, вверху — зеркальная диафрагма. Выходным зрачком служит действительное изображение диафрагмы B ; ω и ω' — передний и задний углы наклона главных лучей. Оправа линзы служит диафрагмой поля зрения (см. § 33).

действительное изображение диафрагмы B' . Оно ограничивает задний световой пучок (угол раскрытия u'), являясь выходным зрачком. Проследим за лучами, показанными жирными линиями, между нижним краем B и верхним краем B' ; как мы видим, B' представляет собой изображение B . Вместо диафрагмы с отверстием часто применяются также зеркальные диафрагмы (верхняя часть рис. 74), например, зеркальце на катушке чувствительного гальванометра и линза объектива отсчетной зрительной трубы.

Диафрагма B изображена на рис. 74 в натуральную величину; расстояние от нее до линзы на рисунке случайно сделано равным $2f$. При приближении диафрагмы B к линзе выходной зрачок сдвигается вправо, его размер при этом увеличивается. Когда B доходит до переднего фокуса, общее поперечное сечение задних световых пучков — выходной зрачок — оказывается в бесконечности справа. При этом угол наклона заднего луча ω'

становится равным нулю, а ход *задних лучей* — телецентрическим (см. рис. 201 и 231). Ход световых пучков и положение

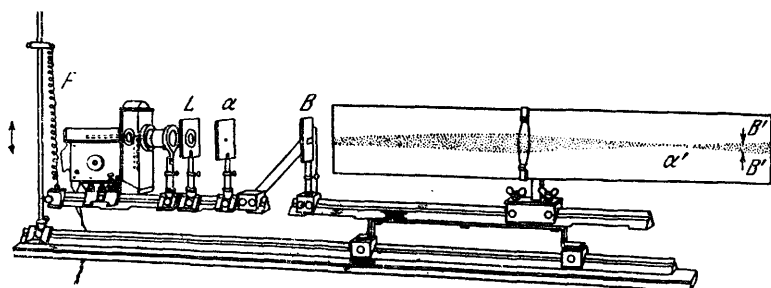


Рис. 75. Демонстрационный опыт по определению положения зрачков.

Одна часть оптической скамьи подвешена своим концом на пружине F так, чтобы она могла колебаться вокруг середины входного зрачка B . Это дает возможность сообщать точке предмета α (освещенное сзади отверстие) и ее изображению α' колебательное движение вверх и вниз. Пучок в пространстве предметов и пучок в пространстве изображений при этом также начнут двигаться вверх и вниз. В покое остаются лишь два поперечных сечения: входной зрачок, определяемый диафрагмой B , и его изображение B' — выходной зрачок. Можно закрыть верхний край входного зрачка красным, а нижний край — зеленым светофильтром. Тогда нижний край выходного зрачка окажется красным, а верхний — зеленым. Таким образом, мы видим B' как изображение B . Напротив, колеблющаяся вверх и вниз точка изображения α' остается неокрашенной: она образуется как из красных, так и из зеленых (дополнительных друг к другу по цвету) частей пучка.

обоих зрачков, изображенных на рис. 74, можно весьма наглядно продемонстрировать на опыте. Подробности см. в подписи к рис. 75.

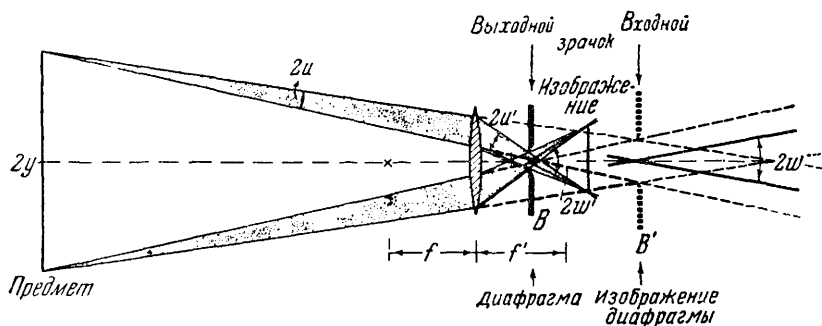


Рис. 76. То же, что и на рис. 74.

Выходным зрачком служит диафрагма с круглым отверстием B в пространстве изображений. Входным зрачком служит мнимое изображение B' , находящееся также в пространстве изображений.

3. На рис. 76 диафрагма B помещена за линзой, на расстоянии, меньшем заднего фокусного расстояния f' ; B' — ее мнимое изображение, служащее *входным* зрачком. Хотя B' расположено

за изображением, оно, тем не менее, ограничивает используемый передний световой пучок (угол раскрытия u). Сама диафрагма B действует, как *выходной* зрачок: она ограничивает задний световой пучок (угол раскрытия u'). B' есть (мнимое, прямое) изображение B , как это видно из хода лучей, показанных на рис. 76 жирными линиями и темными пучками.

4. Часто в качестве предмета пользуются освещенным отверстием; последнее служит источником света с резко очерченной границей и строго определенным размером (см. § 6). На рис. 77, а такое отверстие A должно отображаться на экране.

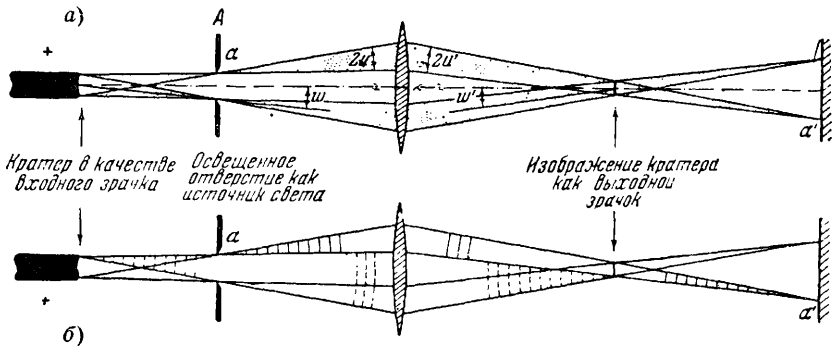


Рис. 77. Ограничение световых пучков и положение зрачков при отображении отверстия A , освещаемого без помощи конденсора.

Для освещения служит дуговая лампа; на рисунке показан только положительный угловой электрод со светящейся вогнутой поверхностью кратера; ω и ω' — углы наклона главных лучей. Угол раскрытия u' задних световых пучков соответствует использованной лишь части поверхности линзы.

Кратер дуги действует как входной зрачок. Хотя он находится перед предметом, он, тем не менее, ограничивает угол раскрытия u передних световых пучков. Действительное изображение кратера работает как выходной зрачок: оно ограничивает угол раскрытия u' задних световых пучков. На рис. 77, б тот же процесс представлен с помощью волн. Волны исходят из точечных центров. Цуг волн, изображенный сплошными дужками, показывает отображение верхнего края отверстия α , а цуг, изображенный пунктирными дужками — отображение верхнего края кратера (ср. подпись к рис. 115).

5. Часто оказывается невозможным придвинуть осветитель вплотную к освещаемому им отверстию. Размер лампы или размер отображающей линзы нередко оказываются малыми. В этих случаях на помощь приходит *осветительная линза С*, называемая конденсором; ее помещают между осветителем и отверстием. Применение конденсора мы поясняли на примере освещенной щели, т. е. линейного источника света (см. § 6). Пусть

как диаметр отображающей линзы, так и размер излучающей поверхности лампы, например кратера дуги на рис. 78, малы. Несмотря на это, щель должна быть отображена по всей своей длине и должна быть *равномерно* освещенной. Здесь задача конденсора — отбросить изображение лампы на поверхность отображающей линзы. Это изображение часто меньше, чем поверхность линзы. В этом случае входным и выходным зрачками служат не оправа линзы, а изображение лампы. Если последнее

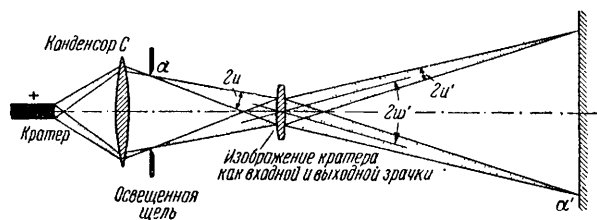


Рис. 78. Ограничение световых пучков и положение зрачков при отображении щели, равномерно освещаемой конденсором.

сделать равным или большим поверхности линзы, то угол раскрытия u' станет максимальным, и следовательно, энергетическая освещенность изображения окажется наибольшей.

Факты, иллюстрируемые рис. 74—78, можно подытожить следующим образом. Реально получающиеся световые пучки (идущие от предмета к линзе и от линзы к изображению) определяются входными и выходными зрачками. Эти зрачки представляют собой либо материальные, вещественные, диафрагмы (например, отверстие, оправа линзы, зеркало), либо излучающую поверхность лампы, либо, наконец, изображение диафрагмы или лампы. Это изображение может быть как действительным, так и мнимым. *Входным зрачком* служит общее для всех передних пучков поперечное сечение, *выходным зрачком* — поперечное сечение, общее для всех задних пучков. Диаметры зрачков ограничивают используемые углы раскрытия u и u' . Практически центры зрачков почти всегда находятся на оси симметрии линз и являются поэтому точками пересечения соответственно передних или задних *главных лучей*, т. е. служат вершинами углов наклона последних ω и ω' .

В некоторых примерах (см. рис. 77, а, 78, а также 104, б и 231) наряду с *отображающей* системой участвует также и *осветительная* система. В этих случаях зрачки указываются для системы в целом. Так, например, на рис. 78 поверхность дуги служит входным зрачком, а ее изображение на отображающей линзе — выходным зрачком. При наличии нескольких диафрагм следует отличать ту, которая определяет построение зрачка, от прочих. Эта диафрагма носит название *апертурной диафрагмы* (см. § 5).

Пользуясь линзами, нужно, следовательно, строго различать две вещи: лучи, изображенные на бумаге, которая все терпит (см., например, рис. 66), и реальные пучки, ограниченные зрачками. Разумеется, изображения, показанные на рис. 74—78, можно построить и по схеме рис. 66. (Пусть читатель проверит этим путем правильность построений рис. 74 или 76.) Не следует только никогда смешивать нарисованные лучи с осями или границами световых пучков, применяемых в опыте.

Ясное понимание механизма ограничения световых пучков зрачками совершенно необходимо для создания и использования всех оптических приборов и установок. Ограничение пучков играет решающую роль при выборе конструкции оптической системы, например сложных линз, компоненты которых выбираются так, чтобы свести в принципе неизбежные погрешности отображения к терпимым пределам.

Ограничение пучков определяет пропускаемую оптическими системами мощность излучения, а тем самым (говоря обыденным языком) все, что касается «яркости» изображений.

Во всех оптических приборах, например в микроскопах и телескопах, ограничение пучков определяет поле зрения, глубину резкости, перспективу и разумное увеличение.

Наконец, ограничение пучков определяет для всех оптических приборов (а не только для глаза и телескопа, см. гл. III) предельную разрешающую силу. Так, например, для микроскопа оно определяет наименьший, еще различимый, размер предмета, для спектрального аппарата — наименьшее, еще различимое, различие длин волн и т. д.

§ 22. Общие замечания о погрешностях отображений. Восполним допущенный пробел и приведем вывод элементарных формул линзы (11) и (12). Воспользуемся рис. 79, на котором

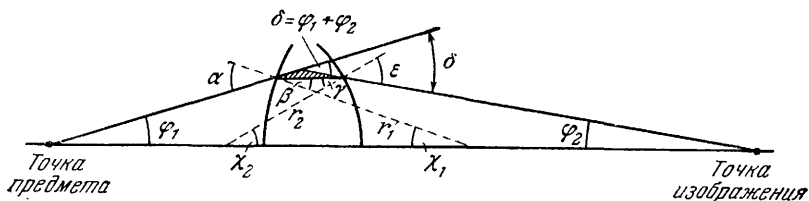


Рис. 79. К выводу уравнений (11) и (12).

линза имеет значительную толщину, а ее поверхности — большую кривизну; это сделано лишь для того, чтобы уместить на чертеже необходимые буквенные обозначения. Для маленького заштрихованного треугольника с внешним углом δ справедливо

соотношение

$$\delta = \varphi_1 + \varphi_2 = (\alpha - \beta) + (\varepsilon - \gamma). \quad (21)$$

При этом из закона преломления вытекает, что

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{\sin \varepsilon}{\sin \gamma} = n, \quad (2)$$

а для малых углов —

$$\alpha = n\beta \quad \text{и} \quad \varepsilon = n\gamma. \quad (2a)$$

Тогда из соотношения (21) получаем

$$\delta = \varphi_1 + \varphi_2 = (n - 1)(\beta + \gamma). \quad (22)$$

Большой треугольник с углами χ_1 и χ_2 и малый треугольник с углами β и γ имеют одинаковые внешние углы. Поэтому $\beta + \gamma = \chi_1 + \chi_2$ и уравнение (22) приобретает вид

$$\delta = \varphi_1 + \varphi_2 = (n - 1)(\chi_1 + \chi_2). \quad (23)$$

Малые углы можно выразить через высоту h , радиусы кривизны r_1 и r_2 , а также через расстояния a и b . Тогда получим

$$\delta = (n - 1) \left(\frac{h}{r_1} + \frac{h}{r_2} \right) = \frac{h}{a} + \frac{h}{b}, \quad (24)$$

или

$$(n - 1) \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right) = \frac{1}{a} + \frac{1}{b}. \quad (24a)$$

При очень больших расстояниях до предмета a расстояние до изображения b становится равным заднему фокусу f' , откуда

$$(n - 1) \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right) = \frac{1}{f'}. \quad (11)$$

и

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f'}. \quad (12)$$

Приведенный выше вывод основан на сделанных в § 11 допущениях от том, что световые пучки узки и параксиальны. При этом отношение синусов двух углов полагалось равным отношению самих углов. Это допустимо только в случае малых углов. При больших углах отношение двух углов (большого к меньшему) больше отношения их синусов. Так, например, $\sin 90^\circ = 1$; $\sin 45^\circ = 0,7$; $90^\circ/45^\circ = 2$, а $1:0,7 = 1,4$. Этот факт объясняет, почему даже при монохроматическом излучении возникают ошибки отображения, если приходится отказываться от узких параксиальных пучков. Дадим краткий обзор важнейших ошибок отображения. При этом в §§ 23—27 мы будем предполагать, что излучение пропущено через красный светофильтр. Кроме того, мы будем всегда считать (если специально не оговорено обратное), что ограничение пучков осуществляется круг-

лым отверстием, в простейшем случае — оправой линзы. Центр отверстия считается расположенным на оси симметрии линзы.

§ 23. Сферическая aberrация, или отверстиеная ошибка. Так называют плохое схождение симметричных относительно оси световых пучков при большом угле раскрытия. Сферическая aberrация нарушает правильность изображения точек предмета, лежащих на оси. Для демонстрации этого положения отнесем на рис. 80, *а* предмет (кратер дуги) далеко влево. Плоскость чертежа (в опыте — белый матовый экран, вдоль которого скользят лучи) проходит через ось линзы. Кроме того, поместим перед линзой на небольшом расстоянии от нее диафрагму с четырьмя отверстиями. Она дает нам четыре более или менее параллельных световых пучка. На чертеже мы видим внешнюю и внутреннюю пары пучков. Внутренняя пара пучков пронизывает область, ближайшую к центру линзы, внешняя пара — краевые зоны линзы. Внешняя пара пучков пересекается *перед* точкой пересечения внутренней пары, если двигаться в направлении падения света. Эта линза, как говорят, «сферически недокоррегирована».

На рис. 80, *б* показан соответствующий опыт для вогнутой линзы. Внешняя пара пучков пересекается, если идти в направлении падения света, *за* точкой пересечения внутренней пары пучков. Эта линза «сферически перекоррегирована».

Для устранения сферической aberrации можно поэтому воспользоваться системой, состоящей из надлежащим образом подобранных вогнутой и выпуклой линз. Сферическую aberrацию удастся устранить лишь для определенных расстояний до предмета и до изображения. Для зрительной трубы и фотообъективов выбирают бесконечно удаленный предмет. Объективы микроскопа коррегируют для точки предмета, находящейся непосредственно перед передним фокусом.

Во многих случаях (например, в зрительных залах) расстояния до предмета и до изображения велики и вместе с тем очень сильно отличаются друг от друга. В этих случаях часто можно обойтись простой плоско-выпуклой линзой: пучок с большим углом раскрытия заставляют падать на *плоскую* поверхность линзы. Тогда лучи проходят через краевые зоны линзы

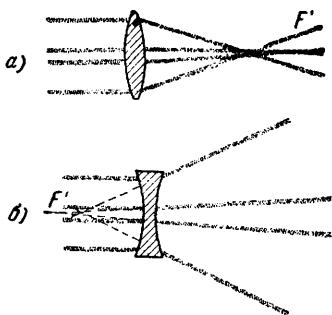


Рис. 80. Демонстрация сферической aberrации с помощью цилиндрических линз.

Оси цилиндров перпендикулярны к плоскости чертежа. *а* — сферическая недокоррекция; *б* — сферическая перекоррекция.

приблизительно в «*минимуме отклонения*» (см. § 10). Сферическая аберрация становится при этом значительно меньше (ср. рис. 83, б, подпись).

Сферическую аберрацию создают не только сферические, но и плоские поверхности. Это происходит, например, при введении в световой пучок плоскопараллельной стеклянной пластинки (рис. 81). Поэтому при широком раскрытии световых пучков (т. е. для световых пучков большой апертуры, ср. § 31) объективы микроскопа можно скорректировать лишь для вполне определенной толщины покровных стекол. При пользовании такими объективами следует выдерживать эту толщину покровных стекол.

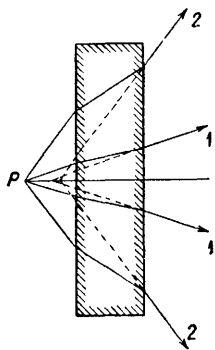


Рис. 81. Преломление в плоскопараллельной пластинке.

Световой пучок, исходящий из точки P , превращается в сферически перекорректированный пучок. После преломления точка пересечения внешних лучей 2 лежит (считая в направлении распространения света) дальше точки пересечения внутренних лучей 1.

плоскости падения (экваториально, сагиттально). Первый случай (плоский пучок лежит в плоскости чертежа) изображен на рис. 82, а, второй (плоскость плоского пучка перпендикулярна к плоскости чертежа) — на рис. 82, б.

При наблюдении будем изменять угол наклона ω падающих со стороны предмета главных лучей, перемещая точку предмета P (например, кратер дуги) вдоль направляющих EE . Одновременно установим расстояние b до экрана, при котором на нем получается резкая точка изображения. (Требуемые в таком опыте значительные перемещения удобнее всего осуществить с помощью тележки, подобно тому, как это показано на рис. 83, б). Для данного угла наклона ω каждой из двух установок диафрагмы отвечает по *одной* весьма резкой точке P' и P'' . Они находятся на различных расстояниях от линзы. Лишь в предельном случае $\omega=0$ эти точки изображения совпа-

§ 24. Астигматизм косых пучков и искривление плоскости изображения.

Сферическая аберрация возникает даже тогда, когда точки предмета лежат на оси линзы. В общем случае, однако, точка предмета P лежит далеко в стороне от оси, например при фотографировании ландшафта. При этом главный луч светового пучка, испускаемого такой точкой, падает на линзу *косо*, т. е. под некоторым углом к оси симметрии линзы. При косом падении света простые линзы могут дать *точку* изображения только с помощью двумерных, или плоских, пучков. Подобные пучки можно получить диафрагмированием при помощи очень узкой щелевой диафрагмы. Щель такой диафрагмы может быть расположена либо *в* плоскости падения (меридионально, тангенциально), либо *перпендикулярно* к

дают. Совокупность всех точек изображения P' и P'' для плоских пучков, лежащих в плоскости падения и перпендикулярных к ней, образует две вогнутые поверхности, каждая из которых обладает вращательной симметрией относительно оси линзы. Обе поверхности изображения искривлены и касаются друг друга в предельном случае $\omega=0$, т. е. тогда, когда точка предмета и точка изображения лежат на оси линзы.

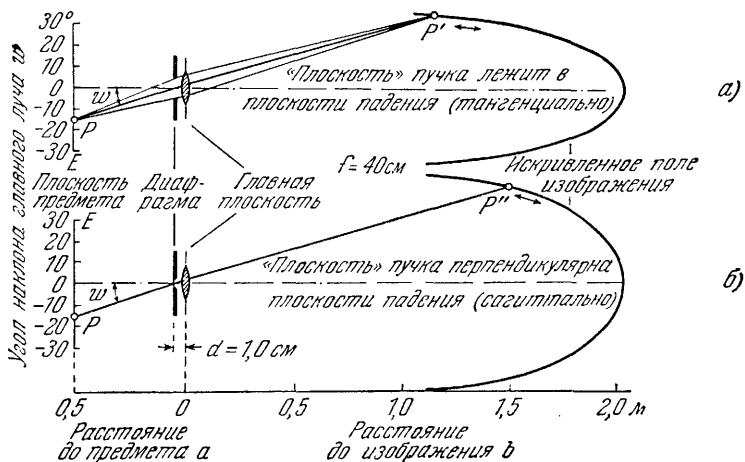


Рис. 82. Демонстрация искривления плоскости изображения и астигматизма с помощью очень узких, ограниченных щелью «плоских» пучков света.

Вид «сверху», а не «сбоку». На рис. 82, б) виден только главный луч пучка (исходящие из щели боковые лучи идут над и под плоскостью чертежа). При замене щели круглым отверстием получатся не точки изображения, а «черточки» или «мазки» изображения. Для того чтобы продемонстрировать их аудитории, пользуются линзой большого (около 10 см) диаметра.

Если теперь ограничить пучок не щелью, а круглым отверстием, например оправой линзы, т. е. заменить плоские световые пучки «объемными», то возникнет дальнейшее усложнение. На месте обеих точек изображения P' и P'' одновременно появляются две взаимно перпендикулярные, имеющие вид *штрихов* фигуры: каждая из точек изображения вырождается в черточку (ср. рис. 28, б). В точке P' черточка изображения расположена перпендикулярно к плоскости падения, в точке P'' она лежит в плоскости падения.

Астигматизм *косых* пучков не связан с *кривизной* преломляющей поверхности. Он возникает также при преломлении на *плоской* поверхности. Это можно показать, заставляя сходящийся пучок света падать косо в замутненную воду.

Для линз, имеющих форму мениска (выпукло-вогнутых), при надлежащем положении диафрагмы вогнутые поверхности изображения меняются местами, т. е. ближайшая к линзе поверхность изображения строится сагиттальным (перпендикулярным к плоскости падения) плоским пучком. Комбинация выпуклой линзы с вогнуто-выпуклой

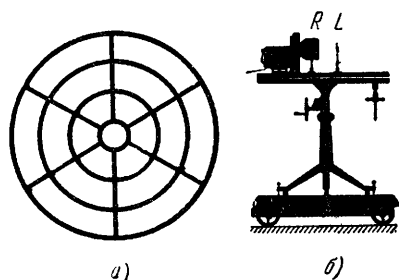


Рис. 83. К испытанию линз на астигматизм и искривление плоскости изображения.

Около $1/2$ натуральной величины. Большое впечатление производит демонстрационный опыт с плоско-выпуклой линзой (фокусное расстояние около 13 см, диаметр 4 см). Если к предмету обращена плоская сторона линзы, то получается сильное искривление плоскости изображения и большой астигматизм. Окружности (радиусы) изображаются резко на тех расстояниях в пространстве изображений, на которых лежат изображения, даваемые тангенциальными (сагиттальными) световыми пучками. Удобно расположить оптическую скамью на тележке. Часто приходится отводить тележку на несколько метров, пока окружности или радиусы не окажутся резкими либо в середине, либо на краях изображения. Если к нашему «колесу со спицами» обращена выпуклая сторона линзы, то поверхность изображения оказывается паразитически плоской, но зато вследствие сильной сферической аберрации окружности становятся размытыми с той их стороны, которая обращена к центру.

Окружностей. Обычно рисуют несколько concentрических окружностей — «колесо» (рис. 83). При хорошей коррекции линз на плоском экране должны появиться четкие изображения как внешних окружностей, так одновременно и радиусов.

§ 25. Кома и условие синусов. В случае сферической аберрации точка предмета лежит на оси линзы, т. е. угол наклона ω главного луча равен нулю. Сечение пучка в пространстве изображений имеет круговую симметрию; соответственно этому точка изображения вырождается при большом угле раскрытия в *кривую пятнышко*.

Дает возможность приблизительно совместить обе вогнутые поверхности (т. е. сильно уменьшить астигматизм) и, вместе с тем, более или менее выпрямить их, т. е. сделать поле изображения достаточно плоским. Для этой цели в большинстве случаев вводят дополнительные линзы и надлежащим образом подбирают сорта стекла. Такие системы линз (объективы) со значительно уменьшенным астигматизмом, дающие приблизительно плоскую поверхность изображения, называют *анастигматами*.

Для испытания объектива на искривление поля изображения и на степень его астигматизма пользуются превращением точек изображения в черточки. Изображение круга с радиальными линиями и concentрическими окружностями (радиусы и окружности прозрачны, остальная часть матовой поверхности непрозрачна) устанавливают перпендикулярно и симметрично по отношению к оси линзы. При плохой коррекции можно получить резкие изображения или только радиусов, или только

В случае астигматизма точка предмета лежит вне оси линзы, т. е. главный луч (проходящий через центр диафрагмы) наклонен к оси линзы ($\omega > 0$); он падает на поверхность линзы уже не перпендикулярно. Сечение пучка в пространстве изображений приобретает поэтому симметрию эллипса. Соответственно, обе точки изображения вырождаются уже при малых углах раскрытия u в *черточки* изображения. Если же угол раскрытия со стороны изображения велик, то сечение пучка в пространстве изображения сохраняет лишь симметрию относительно плоскости падения; точки изображения приобретают расширяющийся и по мере расширения ослабляющийся «хвост», они вырождаются в «*кому*». Кома лучше всего видна при замене линзы параболическим зеркалом с большим отверстием (рис. 84). Кома появляется даже тогда, когда сферическая aberrация устранена. Уже в этом случае при большом угле раскрытия u даже малые углы наклона главных лучей изменяют фокусные расстояния отдельных зон линзы. Вследствие этого каждая зона линзы образует на элементе плоскости, перпендикулярном к оси линзы, изображение разной величины. Поэтому применение в микроскопах, телескопах и т. д. световых пучков с большими углами раскрытия представляется на первый взгляд недопустимым. Отсюда вытекает необходимость устранения ошибок, связанных с комой. Эта задача решается наложением определенного условия на соотношение между передним и задним углами раскрытия u и u' . Последние должны удовлетворять «условию синусов»

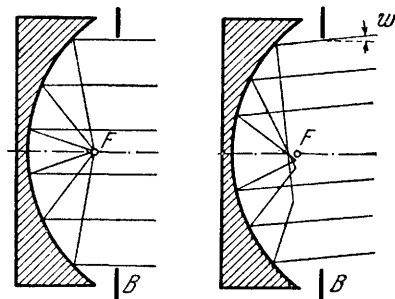


Рис. 84. К образованию комы.

Вогнутое параболическое зеркало. Здесь хроматическая и сферическая aberrации при изображении очень удаленной точки предмета, находящейся на оси зеркала, устраняются радикальным образом для всех зон. Это видно на левой части рисунка. Однако уже при угле наклона в несколько градусов (правая часть рисунка) о соединении всех лучей в одной точке уже не может быть и речи. Каждая зона дает свою собственную точку пересечения лучей. Из-за наличия комы параболическое зеркало в настоящее время быстро заменяется в астрономии свободным от комы зеркалом Шмидта (см. рис. 92).

$$\frac{\sin u}{\sin u'} = \frac{\Delta y'}{\Delta y} = \text{const.} \quad (25)$$

Для вывода условия синусов проще всего взять частный случай, а именно — отображение маленькой освещенной сзади диафрагмы диаметром $2\Delta y$. Осветителем служит расположенный далеко слева источник света с большой светящейся поверхностью. Начертим два параллельных световых пучка, исходящих из двух точек отдаленного источника света (в обоих пучках отмечено

несколько волновых поверхностей). Один пучок проходит через середину линзы, другой — через краевую зону (рис. 85). Оси этих параллельных световых пучков образуют друг с другом со стороны предмета угол раскрытия u , а со стороны изображения — угол раскрытия u' . Сечения обоих пучков

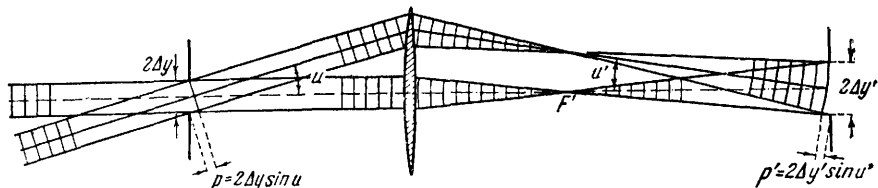


Рис. 85. Применение принципа Ферма к выводу условия синусов при отображении освещенного отверстия (ср. рис. 77, б).

Мысленно медленно наклоним вниз левый конец пучка, симметричного относительно оси. Тогда постоянство «оптического пути» потребует равенства p и p' .

плоскостью изображения должны иметь одинаковую величину (диаметр изображения $2\Delta y'$). Волновые поверхности везде перпендикулярны к границам пучков. В пространстве предмета они имеют вид прямых линий. В пространстве изображения кривизной волновых поверхностей вблизи изображения можно пренебречь и крайнюю правую волновую поверхность считать плоской. Тогда из рис. 85 непосредственно следует равенство обоих отрезков:

$p = 2\Delta y \sin u$ и $p' = 2\Delta y' \sin u'$. Из их равенства вытекает уравнение (25).

Условие синусов приобретает наглядный смысл, когда точка предмета очень удалена (например, неподвижная звезда) (рис. 86). Продолжим какой-либо луч в пространстве изображений, пока он не пересечется с продолжением соответствующего луча в пространстве предметов. Тогда точка пересечения обоих лучей должна лежать на поверхности сферы с радиусом r , равным заднему фокусному расстоянию f' , и с центром, лежащим в заднем фокусе F' (доказательство см. в подписи к рис. 86).

Отображение, при котором выполнено условие синусов, ныне принято называть *апланатическим*. При этом, следовательно,

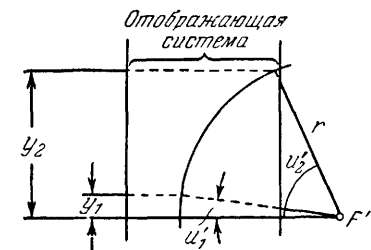


Рис. 86. Условие синусов для бесконечно удаленного предмета.

По условию $\sin u_2' / y_2 = \sin u_1' / y_1 = 1/r$.

Для малого угла $\text{tg } u_1' = \sin u_1' = y_1 / f'$.

Поэтому как для угла u_1' , так и для любого угла u_2' справедливо уравнение $r = f'$.

подразумевается возможность получения при пучках с большим углом раскрытия правильного отображения не только точки, расположенной на оси линзы, но и некоторого элемента поверхности, перпендикулярного к этой оси. Линза может, однако, дать такое апланатическое отображение только для одной пары определенных расстояний до предмета и до изображения — расстояний, на которые она была рассчитана при изготовлении.

§ 26. Дисторсия. Сферическая абберация, астигматизм и кома ухудшают качество изображения, это — «ошибки резкости». Наряду с ними иногда возникает дисторсия изображения: изображение квадрата (рис. 87, А) приобретает вид «подушки» (рис. 87, В) или «бочки» (рис. 87 Б). При фиксированном положении зрачка изображение свободно от дисторсии, когда углы наклона главных лучей ω и ω' (см., например, рис. 76) удовлетворяют условию тангенсов

$$\frac{\operatorname{tg} \omega'}{\operatorname{tg} \omega} = \operatorname{const.}$$

Положение зрачка, однако, часто бывает нефиксированным, поскольку оно различно для разных зон объектива. Тогда дисторсия неустранима. Пример подобного рода приведен на рис. 88.

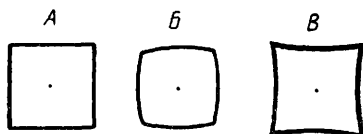


Рис. 87. Квадрат, центрированный относительно оси линзы, (А) приобретает форму бочки (Б) и форму подушки (В).

Исходный квадрат следует вычертить на матовом стекле, увеличив его в 10 раз, лучше всего сделать его светлым на темном фоне.

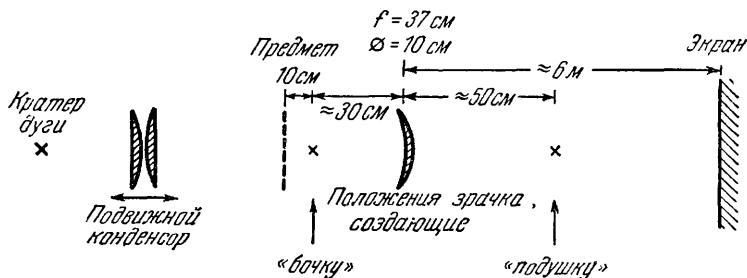


Рис. 88. Зависимость дисторсии от положения зрачка.

Предметом может служить, например, квадратная сетка. Стрелки показывают на изображения кратера (крестики), служащие зрачками при бочкообразной и подушкообразной дисторсии.

§ 27. Хроматическая абберация. Фокусное расстояние линзы зависит не только от формы линзы, но и от показателя преломления n того вещества, из которого линза изготовлена. Фокусное расстояние f обратно пропорционально величине $(n - 1)$ (см. уравнение (11) § 11). Все вещества, служащие для изготовления линз — как стекла, так и кристаллы, — имеют дисперсию — показатель преломления в видимой области спектра возрастает с уменьшением длины волны. Таким образом, для каждой длины волны положение фокуса линзы оказывается иным. Кривая на рис. 89, а показывает это графически для простого очкового стекла.

Фокусное расстояние определяет как положение изображения, так и его величину. Вследствие этого имеется хроматическая абберация места изображения и хроматическая абберация увеличения. (От длины волны, кроме того, практически заметно зависят и другие недостатки линз, в частности сферическая абберация.)

Оба вида хроматической aberrации удобно продемонстрировать на простом очковом стекле. С помощью этой линзы получают изображение щели на удаленном экране (который можно перемещать в направлении светового пучка) и ставят перед щелью попеременно красный и синий фильтры. Для

установки на резкость синего изображения экран нужно придвинуть к линзе значительно ближе, чем для установки красного («хроматизм местоположения изображения»). Кроме того, синее изображение примерно на $\frac{1}{8}$ меньше, чем красное («хроматизм увеличения»). При косом положении экрана (см. рис. 90) вместо изображения щели получается широкая цветная полоса: профан простодушно назвал бы эту полосу, как и радугу, спектром. Физик же найдет между этими обоими случаями лишь весьма отдаленное сходство.

Как и все виды aberrации, хроматическую aberrацию можно только уменьшить, но не устранить. Для «ахроматизации» на практике берут, по крайней мере, две линзы либо из стекол с различными показателями преломления, либо из стекла одного сорта. При использовании различно преломляющих стекол комбинируют выпуклую и вогнутую линзы. При помощи такой комбинации получается, например, график зависимости положения фокуса от длины волны, приведенный на рис. 89, б. Расстояние между фокусом и серединой линзы проходит через минимум при $\lambda = 0,555 \text{ мк}$ (область наибольшей чувствительности глаза); по обе стороны от этой длины волны расположены попарно области коротких и длинных волн, соответствующие одинаковым положениям фокуса.

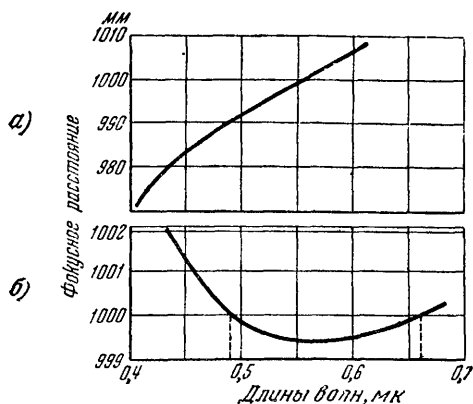


Рис. 89. К хроматической aberrации тонких линз.

Различные показатели преломления, либо из стекла одного сорта. При использовании различно преломляющих стекол комбинируют выпуклую и вогнутую линзы. При помощи такой комбинации получается, например, график зависимости положения фокуса от длины волны, приведенный на рис. 89, б. Расстояние между фокусом и серединой линзы проходит через минимум при $\lambda = 0,555 \text{ мк}$ (область наибольшей чувствительности глаза); по обе стороны от этой длины волны расположены попарно области коротких и длинных волн, соответствующие одинаковым положениям фокуса.

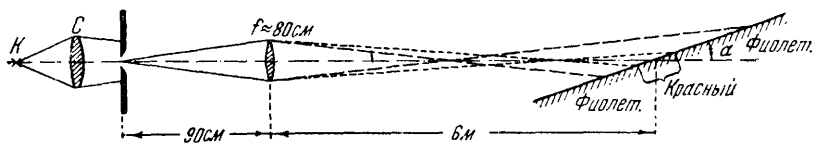


Рис. 90. Демонстрационный опыт с хроматической aberrацией тонких линз.

Плоскость экрана составляет с осью линзы угол $\alpha \approx 10^\circ$.

При расчете ахроматизации для визуальных наблюдений обычно используют пару с длинами волн 0,49 и 0,66 мк, для фотографии — пару с $\lambda 0,41$ и 0,59 мк, причем наименьшее фокусное расстояние получается при $\lambda \approx 0,44 \text{ мк}$.

Прибавив третью линзу, можно еще больше выпрямить кривую, описывающую положения фокуса (см. рис. 89, б) или, выражаясь техническим языком, «устранить вторичный спектр». Для тонких линз, например для объективов телескопов, установленное таким образом положение фокуса обеспечивает все, что требуется, т. е. независимость фокусного расстояния от длины волны. Это постоянство фокусного расстояния у тонких линз одновременно

устраняет оба вида хроматической aberrации: для важных областей длины волн изображения получаются на равных расстояниях и равной величины.

Иначе обстоит дело в случае толстых линз; там одинаковое положение фокусов для различных длин волн вовсе еще не означает одинаковой длины фокусных расстояний, так как последние отсчитываются не от середины линзы, а от соответствующих главных плоскостей, положение которых также изменяется с длиной волны. Поэтому «закрепление» фокуса в толстых линзах, хотя и устраняет хроматическую aberrацию места, но не устраняет искажения величины изображения. Примером линз такого рода может служить объектив микроскопа, называемый «ахроматом». Изображения различного цвета находятся в одной плоскости, но имеют неодинаковую величину. Эту разницу величины выравнивают особыми «компенсационными окулярами».

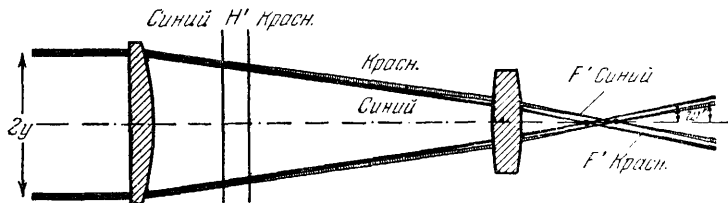


Рис. 91. Ахроматизация посредством двух линз из одинакового стекла при падении на них тонкого светового пучка, параллельного оси линз.

Такие линзы применяют в окулярах оптических приборов. Требуемое ограничение пучка достигается в этом случае зрачком глаза. В приведенном примере f_1 почти равно f_2 . Общее условие такой ахроматизации, обеспечивающей равенство фокусных расстояний для разных длин волн, заключается

$$\text{в том, что расстояние между линзами равно } \frac{1}{2} (f_1 + f_2).$$

Обратный случай, когда фокусные расстояния и размеры изображений одинаковы, а положения изображений различны, мы имеем в системе линз, изображенных на рис. 91. Такая система состоит из двух выпуклых линз, сделанных из стекла *одного* сорта; она обеспечивает ахроматизацию для пучков с очень малым углом раскрытия, падающих параллельно оси линз. Для демонстрации перед источником света помещают светофильтр, пропускающий одновременно красный и синий лучи. Каждый из двух пучков, падающих на систему линз на высоте y , превращается левой линзой в два пучка, один — синий, другой — красный. Каждый из этих пучков — сходящийся, но оси красного и синего пучка расходятся. Правая линза отстоит от левой приблизительно на величину своего фокусного расстояния f_2 , и поэтому она превращает расходящиеся оси этих пучков в практически параллельные друг другу. Оси пучков идут в пространстве изображений параллельно и пересекают ось линзы один за другим (сначала синий, потом красный) под одним и тем же углом наклона ω' . Следовательно, фокусное расстояние системы линз $f' = y/\text{tg } \omega'$ одинаково для лучей обоих цветов. Правда, фокус красных лучей находится правее фокуса синих, но на то же расстояние сдвинуты и главные плоскости. *Этот частный случай ахроматизации получает практическое значение лишь применительно к нашему глазу.* Дело в том, что для глаза боковое перемещение окрашенных параллельных световых пучков в пределах поверхности зрачка не имеет значения (ср. § 15). Поэтому эта своеобразная ахроматизация очень часто применяется в окулярах телескопов и микроскопов.

§ 28. Достижения инструментальной оптики. Зеркало Шмидта. Благодаря развитию инструментальной оптики удается значительно уменьшить ошибки отображения, частью — по отдельности, частью — по совокупности. Эти успехи зиждятся в основном на использовании многолинзовых систем. Последние состоят из последовательности элементарных сферических линз, расположенных на общей оси. Сравнительно редко используются несферические поверхности, например параболические зеркала в телескопах или несферические линзы в качестве конденсоров в проекционных аппаратах.

Каждая линза и каждое зеркало должны в точности отвечать своему специальному назначению. К объективам микроскопов предъявляются совсем иные требования, чем к объективам телескопов. Лупа для наблюдения шкалы должна быть сделана совершенно иначе, чем лупа для рассматривания фотографий и т. д. Общие методы уменьшения отдельных ошибок отображения известны уже издавна, однако в каждом частном случае



Рис. 92. Принцип свободного от комы зеркала Шмидта и его вариантов.

I — в центре кривизны *C* сферического вогнутого зеркала *H* находится диафрагма *B*, служащая входным и выходным зрачками; точки изображения лежат на сферической поверхности *K*, центр которой также находится в *C*; они свободны от хроматической аберрации, комы и астигматизма, однако при большом диаметре диафрагмы *B* все еще искажены вследствие сферической недокоррекции вогнутого зеркала; последняя может быть скомпенсирована сферической перекоррекцией стеклянной пластинки, которой придано идляжащее искривление. *II* — роль такой пластинки выполняет мениск, обе поверхности которого имеют общий центр кривизны в *C*; фокусное расстояние этой линзы f_m примерно в 20 раз превышает фокусное расстояние вогнутого зеркала f_s . *III* — компенсация осуществляется стеклянной пластинкой, профиль которой изображен в сильно утрированном виде; после устранения сферической аберрации легко достигнуть отношения отверстий, равного 1:1.

требуются чрезвычайно громоздкие численные расчеты и умелое использование имеющихся в распоряжении сортов стекла. В этом отношении техника достигла поразительных результатов и во многом способствовала развитию научных исследований. Из последних крупных успехов укажем на создание зеркала Шмидта (1879—1935 гг.). Принцип этого важного изобретения пояснен в подписи к рис. 92.

II. ОПТИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ

§ 29. Увеличение угла зрения лупой и телескопом. Пока что сохраним для глаза сравнение с фотокамерой. Глаз способен к аккомодации, т. е. может давать чрезвычайно резкие изображения предметов, находящихся на различных расстояниях. В фотокамере для этой цели изменяют расстояние между неподвижной стеклянной линзой и фотопластинкой. Глаз же при помощи особой мышцы изменяет кривизну, а следовательно, и фокусное расстояние f' своего эластичного хрусталика.

Область аккомодации для нормального глаза распространяется от сколь угодно большого расстояния до ближней точки. Эта точка при сильной аккомодации достигает у детей расстояния в 10 см от глаза. У взрослых в возрасте от 30 до 40 лет ближняя точка находится на расстоянии 20—25 см и т. д. Впрочем, сильная аккомодация неудобна; для чтения, писания и работы руками предпочтительно расстояние, приблизительно равное 20—25 см. Это обычное рабочее расстояние называют *расстоянием наилучшего зрения*.

Стереоскопическое, или *объемное*, видение представляет собой столь же важный, сколь и сложный процесс; безразлично, осуществляется ли оно непосредственно или с помощью вспомогательного зеркала, или же сквозь поверхность воды. Основные моменты этого процесса рассматриваются в физиологии.

При описании даже простейших оптических опытов и наблюдений следует ясно отдавать себе отчет в следующем: если в поле зрения находится *одна-единственная* точка предмета, то ее можно локализовать только *двумя* глазами. *Один* глаз во всех случаях может определить только *направление*, в котором мы видим точку предмета L , но не расстояние до нее (рис. 93).

Определение понятия угла зрения становится ясным благодаря рис. 94. Угол зрения по уже известным нам причинам (см. § 17) должен быть не меньше определенной минимальной

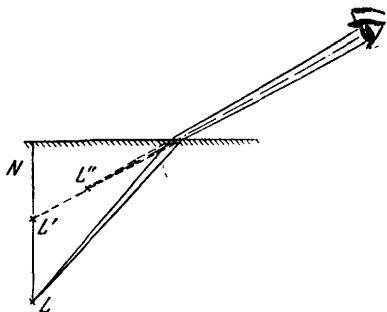


Рис. 93. К наблюдению одним и двумя глазами.

Точка предмета L , находящегося под водой, представляется при наблюдении обоими глазами приподнятой точно вверх и расположенной в L' . Этого нельзя объяснить приведенным построением, выполненным только для одного глаза. Такое построение дает точку предмета L'' , придвинутую к наблюдателю. Суть дела в том, что подобное построение необходимо проделать для каждого глаза в отдельности. Тогда обе плоскости падения пересекутся по вертикальной прямой N ; на этой прямой лежит также точка пересечения L' обеих осей световых пучков.

величины (около $1'$); иначе глаз уже не сможет разделить, или разрешить, две точки.

Каким образом можно увеличить угол зрения? Как сделать видимыми ранее неразличимые детали предметов? Ответ: нужно подойти ближе к предмету. Насколько же близко можно к нему подойти? При нормальных условиях удобно приблизиться до 20—25 см, до обычного расстояния наилучшего зрения. При меньших расстоя-

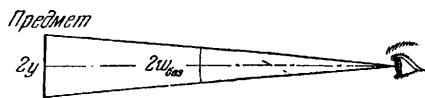


Рис. 94. К определению угла зрения 2ω .

ниях человек с нормальным зрением лишь с трудом аккомодирует свой глаз, а без аккомодации он видит лишь размытую

картину. Но кривизну (выпуклость) глаза легко увеличить, поставив перед ним выпуклую линзу (рис. 95). Тогда можно подойти ближе, например на 12 см, и без всякого аккомодирующего усилия все же получить резкое изображение. В результате угол зрения станет примерно вдвое больше угла зрения, соответствующего расстоянию наилучшего зрения. Другими словами, перед глазом

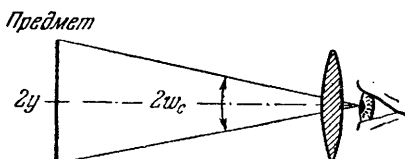


Рис. 95. Увеличение угла зрения посредством линзы.

Первое приближение; линзу, роговицу и хрусталик можно считать одной тонкой линзой с центром в вершине роговицы.

поставлена *лупа* с двукратным увеличением.

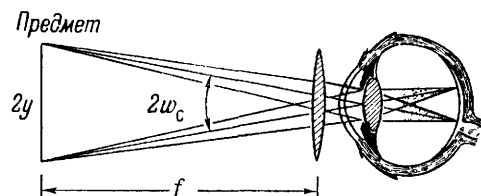


Рис. 96. Увеличение угла зрения посредством лупы.

Второе приближение; входным и выходным лучами приближенно считается сам зрачок глаза, а не его изображения. При этом различие между главными и узловыми точками мы пренебрегаем. Рассмотрение еще более строгой теории лупы выходит за рамки настоящей книги.

пользуется, поскольку у пожилого человека расстояние наилучшего зрения больше, чем у молодого.

Опытные наблюдатели всегда ползуются лупой при ненапряженном (т. е. установленном на далекие расстояния) глазе. Поэтому они помещают предмет в фокальную плоскость лупы

с еще большей кривизной позволяет приблизить предмет до расстояния в 5 см, т. е. она увеличивает в 5 раз и т. д. Назначение лупы, следовательно, заключается в увеличении угла зрения путем большего приближения глаза к предмету. При этом увеличение лупы не является константой в физическом смысле слова. Оно растет с возрастом того, кто ею

(рис. 96). Тогда пучки, исходящие из отдельных точек предмета, попадают в глаз в виде параллельных световых пучков. Хрусталик делает пучки снова сходящимися и отбрасывает место их наибольшего сужения на сетчатку в виде изображения.

Часто оказывается невозможным подойти близко к предмету (самолет в воздухе, Луна и пр.). Тогда получают изображение

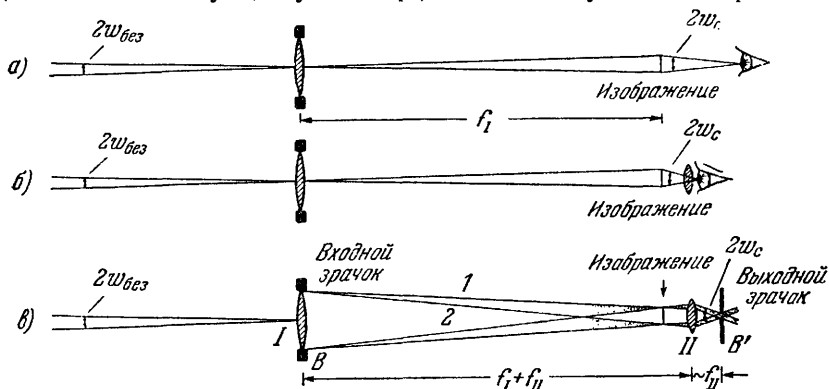


Рис. 97. Увеличение угла зрения зрительной трубой.

a — одна линза, простое построение с помощью главных лучей; можно вообразить себе, что в плоскости изображения находится матовая стеклянная пластинка, однако это не обязательно (числовой пример: $f=4$ м, расстояние от глаза до изображения 20 см, увеличение 20); *б* — добавление лупы (называемой окуляром) позволяет еще больше приблизить глаз к изображению и тем самым увеличить угол зрения; окуляр, роговица и хрусталик рассматриваются в этом приближенном представлении как простая тонкая линза с центром в вершине роговицы; *в* — труба с двумя линзами; второе приближение *B* в пространстве предметов снова показаны только главные лучи, исходящие из границ предмета, тогда как в пространстве изображения приведены соответствующие световые пучки. Оправа объектива служит входным зрачком; ее действительное изображение B' , созданное окуляром, служит выходным зрачком; как и на рис. 96, надо считать, что он совпадает со зрачком глаза. Ход лучей 1 и 2 показывает, что B' есть изображение B .

с помощью линзы, называемой объективом. Хотя это изображение значительно меньше, чем сам предмет, но к нему можно приблизить глаз примерно на 20 см (расстояние наилучшего зрения) и тем самым увеличить угол зрения. Так получается телескоп с одной линзой (рис. 97, *a*). Помещая перед глазом лупу, можно еще больше приблизить глаз к изображению и еще больше увеличить угол зрения. Так получается телескоп с двумя линзами (рис. 97, *б*). Объектив и лупу соединяют трубой; лупу обыкновенно называют окуляром.

Задача телескопа также состоит лишь в увеличении угла зрения. Увеличением телескопа (зрительной трубы) называется отношение «угла зрения с прибором» к «углу зрения без прибора» (способ измерения см. в § 32).

Телескоп, изображенный схематически на рис. 97, *б* и *в*, был предложен Иоганном Кеплером и называется «астрономической

трубой». Он дает перевернутое изображение. Для обращения изображения имеется много приспособлений, например дополнительные линзы или зеркальные призмы между объективом и окуляром.

§ 30. Увеличение угла зрения проекционным аппаратом и микроскопом. Общеизвестные приборы — проекционный аппарат и микроскоп служат, как и зрительная труба, для увеличения угла зрения. В принципе между ними нет разницы. У каждого из них предмет расположен в непосредственной близости перед передним фокусом объектива. Последний дает значительно увеличенное изображение предмета, которое можно получить на экране.

При соответствующей величине изображения даже далеко сидящие наблюдатели могут его видеть под достаточным углом зрения; в качестве примера укажем на проекционный аппарат (кино!). Напротив, микроскоп предназначен для индивидуального наблюдения. Изображение, полученное при помощи объектива, расположено в верхнем конце трубы (тубуса). Глаз наблюдателя, вооруженный лупой, называемой окуляром, находится близко от изображения и рассматривает его под большим углом зрения. У микроскопа увеличением также называется отношение «угла зрения с прибором» к «углу зрения без прибора».

Для измерения увеличения микроскопа на его столик кладут миллиметровую линейку так, чтобы часть ее выдавалась за край столика, например вправо. Затем левым глазом смотрят в микроскоп, а правым непосредственно на масштаб. Оба поля зрения нетрудно совместить. Видят, например, 1 мм в микроскопе на 130 мм непосредственно наблюдаемого масштаба. Следовательно, увеличение будет 130-кратным.

§ 31. Разрешающая сила микроскопа. Числовая апертура. Рассуждения, приведенные в § 17 о разрешающей способности линзы в равной мере применимы к микроскопу, к глазу и к зрительной трубе. Угловое расстояние между двумя еще раздельно видимыми точками (2ω на рис. 98) не должно быть меньше угла α , вычисленного из уравнения (см. § 13)

$$\sin \alpha = \frac{\lambda}{B}. \quad (17)$$

Следовательно,

$$\sin 2\omega_{\min} = \frac{\lambda}{B} \text{ или (см. рис. 98) } \frac{2y'}{b} = \frac{\lambda}{B}. \quad (26)$$

Однако в микроскопе нас интересует не столько минимальный разрешимый угол $2\omega_{\min}$, сколько наименьшее еще

различное расстояние между двумя точками предмета, т. е. на рис. 98 отрезок $2y_{\text{мин}}$, измеренный в единицах длины.

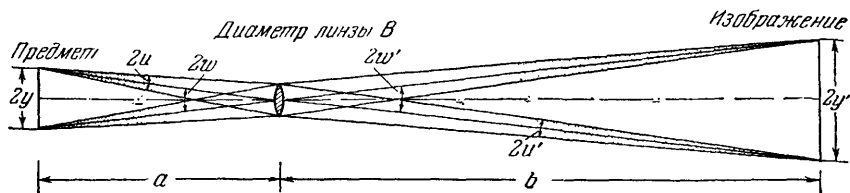


Рис. 98. К определению разрешающей силы микроскопа.

Здесь налицо те же условия, что и в § 17 при выводе уравнения (19) для глаза и зрительной трубы. Световые пучки справа от линзы практически параллельны; точки предмета с левой стороны линзы практически находятся в фокальной плоскости объектива. На чертеже для наглядности пришлось сделать расстояние до предмета a слишком большим, а расстояние до изображения b слишком маленьким.

Для его вычисления найдем на рис. 98 задний угол раскрытия u' :

$$\sin u' = \frac{B}{2b}. \quad (27)$$

Кроме того, в микроскопе должно выполняться условие синусов, т. е. задний угол раскрытия u' должен быть связан с передним углом раскрытия u соотношением (см. § 25)

$$\frac{\sin u}{\sin u'} = \frac{2y'}{2y}. \quad (25)$$

Из уравнений (25), (26) и (27) находим

$$2y_{\text{мин}} = \frac{\lambda}{2 \sin u}. \quad (28)$$

В веществе с показателем преломления n длина волны λ света в n раз меньше, чем в воздухе. Поэтому пространство между предметом и объективом микроскопа часто заполняют «иммерсионной жидкостью», или просто иммерсией (водой или маслом) с показателем преломления n . Тогда наименьшее еще различимое расстояние $2y_{\text{мин}}$ становится меньше величины, определяемой уравнением (28), а именно

$$2y_{\text{мин}} = \frac{\lambda}{2n \sin u}. \quad (28a)$$

Таким образом, разрешающая сила микроскопа определяется двумя величинами: во-первых, длиной волны света λ и, во-вторых, величиной, характеризующей объектив ($n \sin u$) и называемой «числовой апертурой». Здесь u — угол раскрытия падающих на объектив световых пучков, а n — показатель преломления вещества (воздуха или иммерсионной жидкости), находящегося

между объективом и препаратом (например, прокрашенным тонким срезом).

Пользуясь иммерсией, можно довести числовую апертуру $n \sin u$ до 1,4 ($u=70^\circ$, $\sin u=0,94$, $n=1,5$). Средняя длина волны λ видимого света составляет около $6 \cdot 10^{-5}$ см. Тогда из уравнения (28а) мы получим

$$2y_{\min} = \frac{6 \cdot 10^{-5} \text{ см}}{2 \cdot 1,4} = 2,2 \cdot 10^{-5} \text{ см.}$$

Таким образом $2y$, т. е. *наименьшее еще различимое в лучший микроскоп расстояние между двумя точками предмета, лишь немногим меньше половины длины волны применяемого света*. Порядок величины здесь тот же, что и в соответствующих опытах в механике. Там (см. «Механика») мы получали посредством водяных волн теневые изображения погруженных тел. Для этого простейшего случая отображения размеры тел должны быть не меньше длины водяных волн.

Позже мы сравним уравнение (28) с рис. 123 § 44. Оно получит тогда очень наглядный смысл!

Микроскопическое отображение с большим разрешением требует большого угла раскрытия u передних световых пучков; это видно из знаменателя уравнения (28). При *самосветящихся* предметах (вроде раскаленной проволоки) используемый угол раскрытия определяется только конструкцией объектива. В отличие от этого, при *несамосветящихся* предметах, например, обычных тонких срезах, угол раскрытия зависит, кроме того, и от способа освещения. На практике пользуются косым освещением или осветительными линзами, называемыми «конденсорами»¹⁾. Два типа конденсоров показаны на рис. 99. На рис. 99, а свет, пройдя через тонкий срез, попадает в объектив и в глаз. Наблюдения ведутся на светлом фоне или в «светлом поле». На рис. 99, б, напротив, освещающий свет в объектив микроскопа не попадает (из-за полного отражения на поверхности покровного стекла). В объектив может попасть только свет, рассеянный или отклоненный тонким срезом (три маленькие стрелки на рис. 99, б). Предметы видны светлыми на темном фоне — случай «темного поля».

Наблюдения в светлом и в темном полях известны нам и из повседневной жизни. На светлое окно вешают занавес из гру-

¹⁾ В идеальном случае их апертура должна равняться апертуре объектива. Практически, однако, апертура конденсора не должна превосходить приблизительно одной трети апертуры объектива. В противном случае слишком сильно начнет мешать диффузное рассеяние света в мутных частях среза. Недостаток, вносимый малой апертурой осветительного устройства, часто удается скомпенсировать путем надлежащего выбора угла падения освещающих лучей.

бого кружева — пример наблюдения в светлом поле. Тонкие брюссельские кружева кладут на темный, не отражающий свет

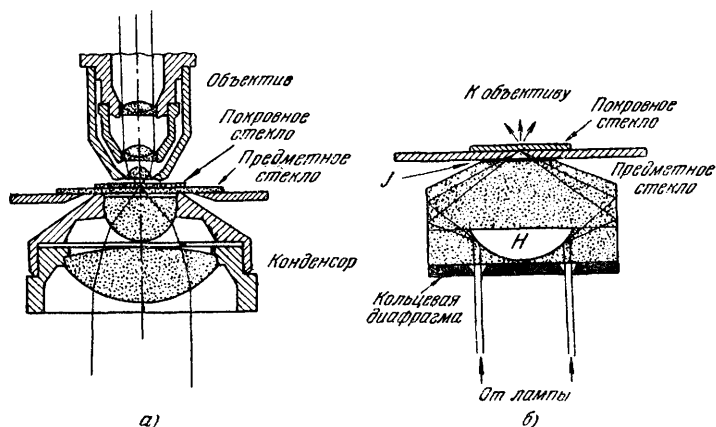


Рис. 99. Конденсор для наблюдения в светлом поле (а) и конденсор для наблюдения в темном поле с двукратным обращением на внутренней поверхности стеклянного тела (б).

Оба конденсора дают изображение плоского источника света в своей фокальной плоскости, которую совмещают с плоскостью изучаемого среза. Для получения плоского источника пользуются собирающей линзой, отображающей лампу на входной зрачок конденсора. N — полое пространство, J — иммерсия (вода или масло), предотвращающая полное отражение от верхней поверхности конденсора.

бархат и, таким образом, не дают освещающему свету попасть в глаз — пример наблюдения в темном поле.

Учитывая важное значение апертуры для объектива микроскопа, опишем метод ее измерения. Перед объективом в качестве предмета поместим очень

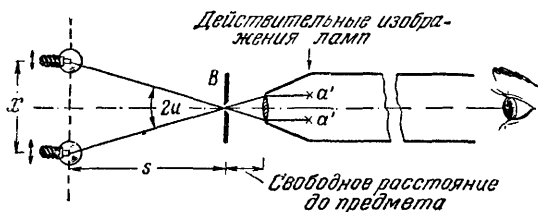


Рис. 100. Измерение апертуры ($\sin u$) объектива микроскопа.

Линии, идущие от ламп через маленькое отверстие B , изображают оси очень узких световых пучков.

маленькую, освещенную слева круглую диафрагму B (рис. 100, лампа на рисунке не показана). Будем приближать этот предмет к объективу до тех пор, пока справа от объектива на расстоянии 20 см на матовой пластинке

(также не показанной на рисунке) не появится резкое изображение диафрагмы. Установленное при этом расстояние до предмета ¹⁾ отвечает обычному способу использования объектива в микроскопах с длиной тубуса около 20 см. После этих приготовлений лампу и матовую пластинку удаляют, и с обеих сторон от оси линзы помещают маленькие лампочки накаливания, которые можно передвигать в направлении, перпендикулярном к оси линзы. Начнем медленно приближать лампочки к оси линзы. Когда они войдут в область переднего угла раскрытия $2u$, их действительные изображения a' появятся за фокальной плоскостью объектива недалеко от нее. (В демонстрационных опытах их проецируют на экран посредством поставленной далее справа вспомогательной линзы.) Измеряя расстояния, обозначенные на рисунке через x и s , получим для апертуры соотношения

$$\sin u = \frac{x}{2} \left(s^2 + \frac{x^2}{4} \right)^{-1/2} \approx \frac{x}{2s}.$$

Не расположение линз, а *ограничение световых пучков* является ключом к более глубокому пониманию действия микроскопа и его разрешающей способности. В этом заключается содержание настоящего параграфа.

§ 32. **Телескопические системы.** До сих пор мы не упоминали об особенно простой зрительной трубе, дающей незначительное увеличение и прямое изображение, известной под названием

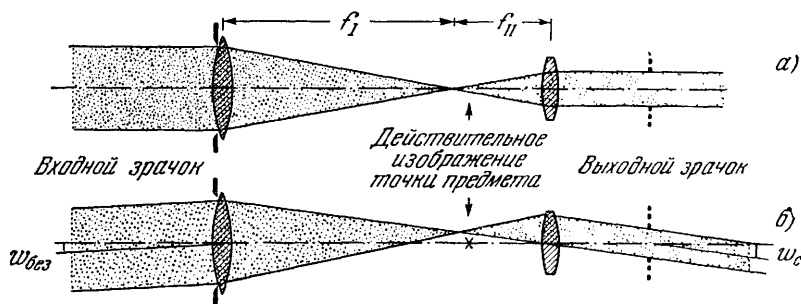


Рис. 101. Демонстрационный опыт, иллюстрирующий телескопический ход лучей в трубе Кеплера для удаленной точки предмета, лежащей на оси линз (а) и вне этой оси (б).

Трехкратное увеличение угла зрения. Вершины углов наклона главных лучей $w_{\text{без}}$ и w_c находятся в центрах входного и выходного зрачков. Установка для опыта похожа на изображенную на рис. 75. Она позволяет периодически изменять угол наклона $w_{\text{без}}$ параллельного пучка, падающего слева. Возникновение и местоположение выходного зрачка удается при этом высчитать совершенно отчетливо. Для отметки полезно и здесь поместить перед верхним краем входного зрачка красный светофильтр, а перед нижним краем — зеленый.

голландской трубы, или трубы Галилея, и столь необходимой моряку. Поэтому изложим другую теорию зрительной трубы, пригодную для трубы любого типа.

¹⁾ Его отсчитывают от передней поверхности объектива и называют «свободным расстоянием до предмета».

Обычно трубой Кеплера пользуются в условиях, когда расстояние до предмета очень велико по сравнению с фокусным расстоянием объектива. Поэтому изображение удаленного предмета расположено в фокальной плоскости объектива. В той же плоскости лежит передняя фокальная плоскость окуляра (см. рис. 97, в). Получающийся ход лучей называется *телескопическим*: от предмета к объективу идет параллельный пучок света, а из окуляра снова выходит параллельный пучок, только меньшего диаметра. Демонстрационный опыт, изображенный на рис. 101, а, показывает это для отдаленной точки предмета, лежащей на оси системы.

Продолжая опыт, будем сдвигать точку предмета попеременно вверх и вниз от оси линзы (рис. 101, б). При этих движениях мы весьма отчетливо замечаем положение выходного зрачка, т. е. общего для всех задних световых пучков поперечного сечения. Пучки перед зрительной трубой и за нею при этом по-прежнему параллельны, однако (и в этом суть дела!), углы наклона к оси обоих пучков перед зрительной трубой и за нею имеют различную величину. Назовем, как и раньше (см. рис. 97, в), эти углы наклона углами зрения ω_c и $\omega_{\text{без}}$; тогда

$$\boxed{\text{Увеличение} = \frac{\omega_c}{\omega_{\text{без}}} = \frac{\text{Диаметр пучка перед трубой}}{\text{Диаметр пучка за трубой}}.} \quad (29)$$

Приведенные здесь опытные факты нетрудно объяснить. Рис. 102 схематически повторяет демонстрационный опыт, изображенный на рис. 101, б, но теперь показаны только лучи, ограничивающие пучки перед трубой и за нею.

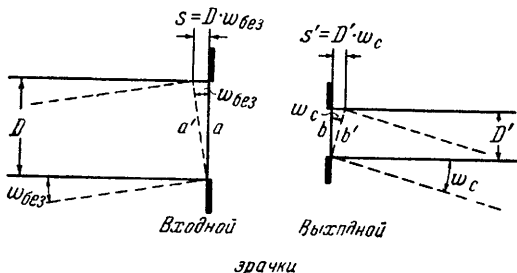


Рис. 102. К выводу зависимости углового увеличения от диаметра пучка.

Кроме того, с каждой стороны перпендикулярно к лучам проведены прямые a и b ; каждая из них обозначает волновую поверхность. Представим себе теперь, что падающий пучок наклонен на малый угол (пунктир). Тогда a переходит в a' , b в b' . При этом пути, проходимые светом s и s' , должны оставаться одинаковыми. Следовательно,

$$D' \cdot \omega_c = D \cdot \omega_{\text{без}}$$

Из сказанного следует, что при построении зрительной трубы нужно добиваться лишь телескопического хода лучей. Этого можно достичь и другими способами, например при помощи собирающей и рассеивающей линзы. Так получается *голландская труба*. На рис. 103 приведен ход световых пучков от точки удаленного предмета, находящейся на оси линзы и под нею.

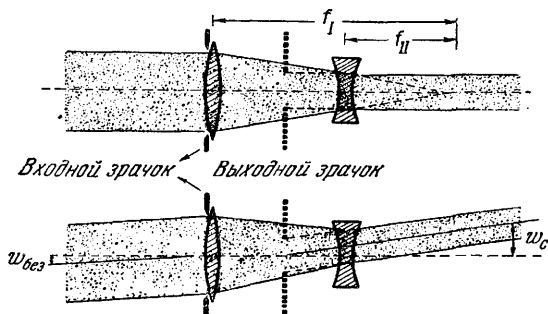


Рис. 103. Демонстрационный опыт, иллюстрирующий телескопический ход лучей в голландской трубе для удаленных точек предмета на оси линзы и под нею.

Увеличение угла зрения в 2,2 раза. Выходной зрачок представляет собой мнимое изображение оправы объектива, создаваемое окуляром. В противоположность трубе Кеплера, между объективом и окуляром нет изображения точки предмета. Голландские трубы строятся только на маленькие увеличения (в 2–6 раз). Главное их преимущество — незначительное число поверхностей стекла и отсюда — малая потеря света. В качестве «почезрительной трубы» голландская труба и теперь еще не превзойдена никаким другим прибором.

Знание телескопического хода лучей дает простой метод *измерения увеличения, даваемого зрительной трубой*; нужно лишь измерить диаметр параллельного пучка света перед трубой и за ней и применить уравнение (29).

Диаметры световых пучков соответствуют диаметрам входного и выходного зрачка. Входным зрачком при правильной конструкции трубы практически всегда служит оправа объектива. Выходным зрачком служит изображение оправы объектива, созданное окуляром. Выходной зрачок удается непосредственно наблюдать только в трубе Кеплера и в ее разновидностях (например, в призматическом полевом бинокле). В голландской трубе выходной зрачок, являясь мнимым изображением, находится внутри трубы между объективом и окуляром (см. рис. 103). Трубу Кеплера направляют объективом на небо или светлое окно и с расстояния примерно 30 см смотрят на окуляр. Тогда выходной зрачок имеет вид парящего перед окуляром маленького светлого кружка. Его диаметр измеряют миллиметровым масштабом. Диаметр объектива, деленный на диаметр выходного зрачка, дает искомого увеличение. В случае же голландской трубы вместо этого необходимо проделать опыт, показанный на рис. 103, и определить диаметры пучков.

§ 33. Поле зрения оптических приборов. Предварительное замечание: когда мы смотрим невооруженным глазом, то наше поле зрения обычно ограничено какими-либо препятствиями, например рамой окна. *Неподвижный* глаз охватывает лишь очень малые поля зрения; для полей зрения, достигающих нескольких градусов и более, требуется уже *движение* глаза. Оно осуществляется (незаметными для нас) порывистыми «поддерживаниями» глаза; в моменты покоя глаз «фиксирует» отдельные области поля зрения. Движения глаза мы дополняем перемещением и поворотами всей головы, но при этом мы видим отдельные области поля зрения последовательно одну за другой, что затрудняет рассматривание. Хорошим примером этого является наблюдение сквозь замочную скважину.

В оптических приборах важнейшими линзами, без сомнения, служат объектив и окуляр. Однако практически для создания приборов их недостаточно. Сами по себе они дают слишком малое поле зрения. К ним нужно добавить линзы, называемые конденсорами или коллективами. Поясним это на примерах — они более поучительны, чем длинные общие рассуждения.

Прежде всего рассмотрим *проекционный аппарат*, с помощью которого получают на стенном экране изображения диапозитивов, т. е. типичных «несамосветящихся объектов»¹⁾.

На рис. 104, *а* приведена схема неправильно собранного проекционного аппарата с источником света (кратер дуги), диапозитивом и отображающим объективом. На экране получается лишь маленькая часть из середины диапозитива. Поле зрения слишком мало (и границы его очерчены нерезко). Объясняется это тем, что оправа объектива действует здесь как *диафрагма поля зрения*. Она пропускает свет от лампы к экрану лишь в пределах малого угла α . Луч r не имеет физического смысла, ибо в его направлении не распространяется ни один световой пучок. Поэтому внешние части диапозитива не могут отобразиться на экране. Исправить дело легко: непосредственно перед диапозитивом (рис. 104, *б*) помещают большую линзу, называемую *конденсором*, и отображают с ее помощью источник света на отверстие объектива. Таким образом, весь свет идущий через диапозитив, удается заставить пройти и через объектив. На экране появляется изображение всего диапозитива. Границы изображения становятся резкими. Диафрагмой поля зрения

¹⁾ Диапозитив можно рассматривать в ряде опытов (в том числе и демонстрационных) как самосветящийся объект. Для этого достаточно положить диапозитив на поверхность, испускающую свет во все стороны. Такой поверхностью может служить освещенная с задней стороны стеклянная пластинка, которая либо покрыта люминесцирующим слоем (самосветящийся источник), либо матирована (несамосветящийся источник).

теперь служит рамка диапозитива. Ее изображение в качестве «выходного люка» ограничивает поле зрения и лежит при этом «правильно», т. е. в плоскости изображения на экране.

Общее замечание: подобно тому, как апертурные диафрагмы (или их изображения) ограничивают в качестве зрачков углы раскрытия u и u' , диафрагмы поля зрения (или их изображения) ограничивают в качестве люков углы наклона главного луча w и w' .

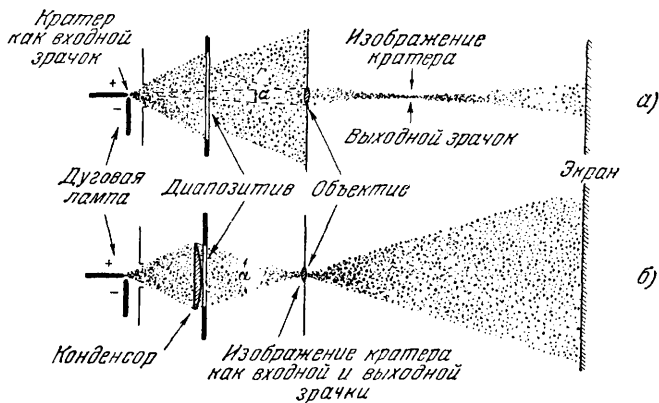


Рис. 104. Схема проекционного аппарата.

а — неправильно собранный аппарат; оправа объектива, служащая диафрагмой поля зрения, определяет угол зрения $\alpha = 2w_{\text{макс}}$, т. е. наибольший полезный угол между двумя главными лучами со стороны предмета; вершина этого угла, как всегда, находится в центре входного зрачка (ср. рис. 77); **б** — правильно собранный проекционный аппарат; конденсор отображает кратер на объектив (ход части отображающего пучка и его угол раскрытия u см. на рис. 78); рамка диапозитива служит диафрагмой поля зрения. От ее краев главные лучи с большим углом зрения $\alpha = 2w_{\text{макс}}$ идут к середине входного зрачка, играющего решающую роль в процессе отображения; в приведенном примере этот входной зрачок покрывает лишь небольшой средний участок отображающего объектива. Для помещений, рассчитанных на 500 человек, вполне достаточно кратера 5-амперной дуговой лампы. Использование ламп накаливания в качестве источников света, хотя и позволяет использовать полное отверстие объектива, создает неудобства при проецировании на экран физических опытов; то же относится и к конденсорам, передняя поверхность которых недоступна.

Конденсор должен быть рассчитан на определенное расстояние между объективом и диапозитивом. Для проецирования изображений различной величины и на различных расстояниях от экрана нужны объективы с различными фокусными расстояниями. Для каждого из объективов требуется поэтому свой, согласованный с ним конденсор.

В некоторых случаях приходится смотреть сквозь длинные узкие трубы. При этом способе наблюдения поле зрения крайне сужено. Однако и здесь с помощью вспомогательных линз, называемых *коллективами*, можно добиться достаточного увеличе-

ния поля зрения. Практическими примерами таких устройств могут служить *цистоскоп*, предназначенный для исследования полостей в человеческом теле (мочевой пузырь) и *перископ* подводных лодок. Принцип их действия явствует из рис. 105. На рис. 105, *а* дальний ландшафт отображается в фокальной плоскости объектива. Действительное изображение R' рассматривают одним глазом, не смещая головы. (Целесообразно перед глазом поместить лупу с таким же фокусным расстоянием, как

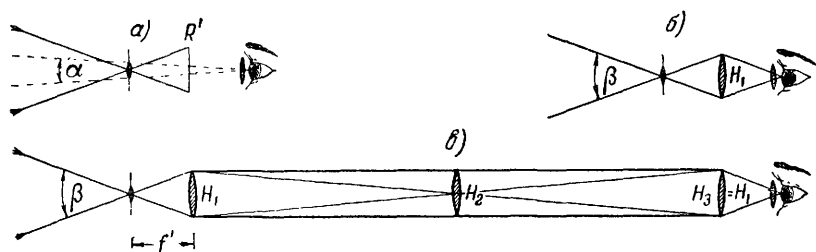


Рис. 105. Схема зрительной трубы, дающей прямое изображение.

Отношение длины трубы к ее диаметру уменьшено. Численный пример: $f' = 5$ см. Фокусные расстояния H_1 и $H_3 = 5$ см каждое; фокусное расстояние $H_2 = 40$ см. Расстояния $H_1 H_2 = H_2 H_3 = 80$ см.

и у объектива. Тогда расстояния между объективом и изображением, с одной стороны, и изображением и глазом, с другой, будут равны, и мы увидим предметы в неискаженной перспективе.) Поле зрения охватывает лишь небольшой угол α . Оправа объектива служит для глаза диафрагмой поля зрения.

На рис. 105, *б* в плоскости действительного изображения помещена вспомогательная линза (коллектив) H_1 . Она отображает объектив на зрачок глаза. Теперь в качестве диафрагмы поля зрения действует оправа коллектива H_1 и поле зрения охватывает больший угол β .

После этого предварительного опыта плоскость изображения и находящуюся в ней вспомогательную линзу H_1 относят в левый конец длинной трубы (рис. 105, *в*). В середине трубы расположена еще одна вспомогательная линза H_2 , отображающая изображение R' на плоскость правого конца трубы. Там совершенно так же, как на рис. 105, *б*, помещают третью вспомогательную линзу $H_3 = H_1$ и вооруженный лупой глаз. Поле зрения охватывает больший угол β .

Совершенно таким же образом используются коллективы в микроскопе и в трубе Кеплера. Они и здесь должны увеличивать поле зрения. Их помещают в плоскости действительного изображения, создаваемого объективом, или поблизости от нее,

Благодаря этому косо падающие пучки света падают не на стенки трубы, а направляются в окулярную лупу. Коллектив и лупа большей частью монтируются в общей короткой трубке и вместе их называют *окуляром*. В окуляре Гюйгенса действительное изображение находится между коллективом и лупой, а в окуляре Рамсдена — непосредственно *перед* коллективом. При рамсденовском расположении в плоскости действительного изображения удобно помещать кресты нитей, микрометрические шкалы и т. п.; при перемене окуляра они остаются на своем месте. Ахроматизация этих окуляров производится по особой схеме (см. рис. 91).

Вопреки обычным представлениям, наблюдения в микроскоп и телескоп почти никогда не ведут с неподвижным глазом. Приходится *помогать себе вращениями глазного яблока и движениями всей головы*. Объясняется это тем, что угол хорошей и резкой видимости составляет всего лишь несколько градусов. Он симметричен относительно средней точки той области сетчатки, которая называется центральной ямкой (*fovea centralis*). Острота зрения падает уже в пределах $\pm 2^\circ$ до половины, а в пределах $\pm 10^\circ$ — до $1/5$ своего максимального значения. При определении поля зрения следует учитывать движения глаза и головы. При пользовании трубой Кеплера глаз обычно перемещают перед выходным зрачком трубы (см. рис. 97, *a* и 101), как перед

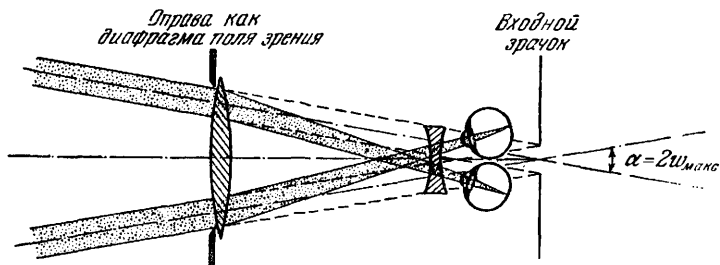


Рис. 106. К использованию двукратно увеличивающей голландской трубы при движущемся глазе.

Зрачок глаза значительно меньше выходного зрачка зрительной трубы (см. рис. 103). Оправа объектива действует как диафрагма поля зрения.

замочной скважиной. В голландской трубе в течение одного «мгновения» (действие или отрезок времени!) глаз использует лишь часть поверхности объектива. На рис. 106 это показано для двух крайних положений глаза. Передние световые пучки продолжены прямолинейно. Пересечения пунктирных прямых дают входной зрачок системы, образованной зрительной трубой и свободно движущимся глазом; этот зрачок находится внутри

головы. Он расположен, стало быть, совсем не там, где находится зрачок самой зрительной трубы (см. рис. 103!). Центр этого зрачка, как всегда, есть точка пересечения передних главных лучей. Наибольший используемый угол наклона главных лучей $\omega_{\text{макс}}$ определяет угол поля зрения α : $\alpha = 2\omega_{\text{макс}}$. Оправа объектива действует как диафрагма поля зрения. Если угол больше α , то сечение пучка перестает быть круглым и приобретает вид фигуры, образованной пересечением двух дуг. Изображение бледнеет по краям, оно виньетируется.

§ 34. Отображение пространственно протяженных предметов и перспектива. Прежде всего сделаем одно чрезвычайно важное замечание. До сих пор, разбирая процесс отображения, мы отождествляли точку изображения с местом наибольшего сужения светового пучка. Это представление общепринято, но отнюдь не во всех случаях правильно. Вспомним о камере-обскуре, известной каждому ребенку (рис. 107). В ней используется узкий световой пучок без всякого сужения в пространстве изображений. Несмотря на это, она дает хорошие изображения (и притом вполне свободные от искажений). Само по себе это крайне удивительно. Элемент

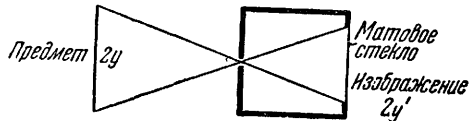


Рис. 107. Камера-обскура.

изображения, т. е. дифракционная картина отверстия у камеры-обскуры с диаметром отверстия в 1 мм при прочих равных условиях в 20 раз больше, чем элемент изображения, даваемый объективом с диаметром в 20 мм (см. уравнение (17)). Но ведь и художник тоже может нарисовать одними грубыми мазками вполне удовлетворительную картину. Это объясняется психологическими процессами и не относится к содержанию данного параграфа. Мы удовлетворимся многократно подтвержденным фактом: *изображения, хорошо воспринимаемые нашим глазом, совершенно не тождественны очень резким изображениям.*

Даже наиболее совершенные в техническом отношении линзы могут отобразить только *плоскость* предмета в *плоскость* изображения; при этом обе плоскости должны быть перпендикулярны к оси линзы. Однако на практике на плоскость отображаются почти всегда предметы, пространственно протяженные. Как известно, в этих случаях также получают вполне пригодные изображения. Глаз, полевой бинокль и фотокамера имеют в большинстве случаев довольно значительную «глубину резкости». Это объясняется, однако, лишь указанными выше особенностями нашего глаза; он, как мы видели, воспринимает

в качестве точки изображения отнюдь не только место наибольшего сужения светового пучка.

Плоские изображения пространственно протяженных предметов всегда передают определенную геометрическую *перспективу*, т. е. определенное соотношение между величиной и расстоянием предметов, находящихся на различном удалении. Художник достигает этой перспективы посредством *центральной проекции*. В принципе он поступает при этом согласно рис. 108. Между предметом и одним глазом он помещает прозрачный

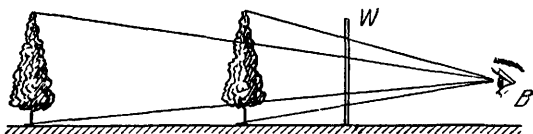


Рис. 108. Центральная проекция пространственно протяженных предметов на плоскость картины W .

B — глаз художника.

экран W и отмечает на нем точки пересечения направлений своего взгляда. Художник, следовательно, использует в качестве центра проекции центр вращения своего глазного яблока.

При отображении посредством линзы последнюю помещают между предметом и экраном. Здесь мы также имеем дело с центральной проекцией, но с *двумя* центрами проекции. Они находятся в центрах входного и выходного зрачков. Таким образом, ограничение световых пучков имеет решающее значение и для перспективы. Это мы поясним следующим, весьма выразительным опытом.

На рис. 109, *a* два ярко освещенных матовых стекла одинаковой величины находятся на различном расстоянии от линзы. На самом деле, одно из них помещено немного выше плоскости чертежа, другое — несколько ниже нее. На нижнем стекле имеется знак H , на верхнем — знак V . Диаметр линзы велик, но мы пользуемся узкой диафрагмой и узкими световыми пучками. Вследствие этого оба знака на экране окажутся рядом и будут одинаково резкими. В течение опыта вся установка (см. рис. 109, *a*) остается неизменной и только диафрагма перемещается вдоль оси линзы. Опыт проводится в три этапа:

1. Диафрагма находится непосредственно у линзы (рис. 109, *б*). Оба зрачка практически совпадают с серединой линзы, которая и служит центром проекции. Изображение более удаленного знака H будет иметь на экране меньший размер, чем изображение более близкого знака V .

2. Диафрагма передвинута в задний фокус F' (рис. 109, в). При этом центр проекции со стороны предмета (центр входного

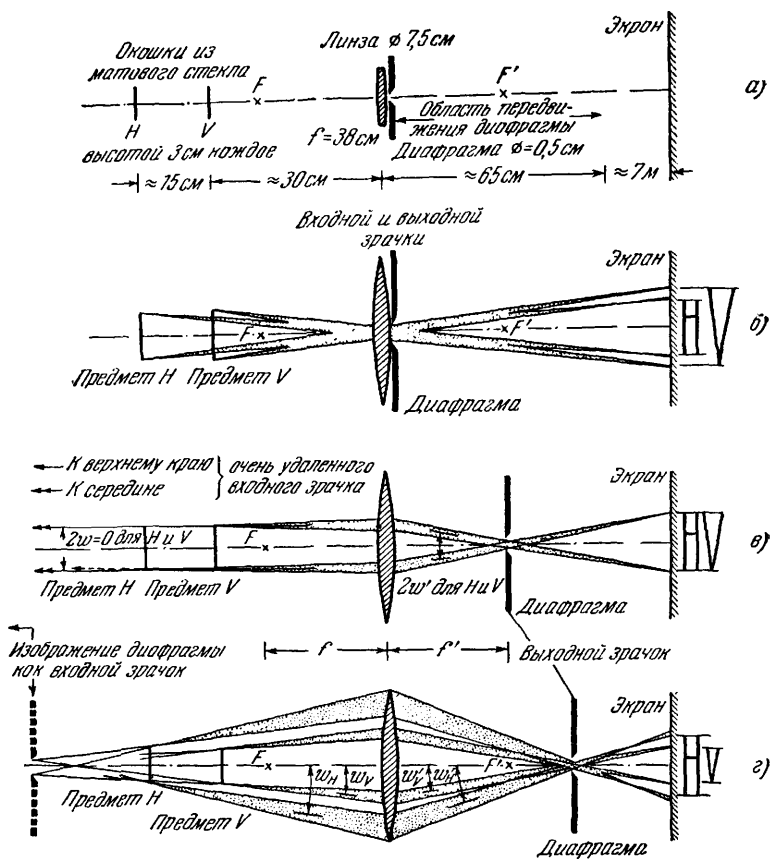


Рис. 109: Влияние ограничения световых пучков на перспективу.

а — схема экспериментальной установки; две матовые пластинки с написанными на них знаками H и V (высотой 3 см каждый) несколько выступают из плоскости чертежа; б, в, г — отношение размеров изображений H и V изменяется только в результате передвижения одной ограничивающей пучок диафрагмы; передним центром проекции каждый раз служит центр входного зрачка. Из него линза «видит» знаки H и V . На в для наглядности нарисованы только пучки, исходящие из V сверху, а из H — снизу. В положениях, промежуточных между б и в, входной зрачок (мнимое изображение) расположен справа от диафрагмы. Расскажем красивый интересный опыт, иллюстрирующий обращение перспективы, показанное на г: линзу диаметром около 10 см с фокусным расстоянием около 20 см (лупа для чтения) держат на расстоянии примерно 30 см перед глазом, рассматривая спичечную коробку. При этом более удаленные ребра спичечной коробки кажутся больше ближних ребер

зрачка) уходит налево в бесконечность. Оба изображения H и V имеют на экране равную величину.

На рис. 109, в показан предельный случай *переднего телецентрического* хода лучей. Им часто пользуются; он необходим, например, в *измерительном микроскопе*, где экраном служит стеклянная шкала, находящаяся в плоскости изображения. Шкалу рассматривают справа через жестко закрепленную окулярную линзу. Предмет можно поместить, так же как и матовое стекло на рис. 109, в, на место *H* или *V*, т. е. можно менять его расстояние от объектива микроскопа. Несмотря на это, его изображение на шкале сохраняет свою величину. Без такого ограничения световых пучков главные лучи пересекались бы в узловых точках объектива, т. е. приблизительно в его середине. Следовательно, любое изменение расстояния между предметом и микроскопом приводило бы к изменению измеряемой длины предмета.

3. На рис. 109, г диафрагма передвинута в сторону изображения за фокус F' . При этом передний центр проекции (середина входного зрачка) становится ближе к стеклу со знаком *H*, чем к стеклу со знаком *V*. Результат: размер изображения знака *H* на экране будет больше (!), чем знака *V*; перспектива обращена.

Мы, следовательно, можем в широких пределах изменять геометрическую перспективу изображения на экране путем одного лишь передвижения диафрагмы, ограничивающей пучки.

Картину, нарисованную рукой художника, нужно рассматривать из того же центра проекции, из которого ее видел художник. Смотреть на нее следует *одним* глазом, помещая его в точку *B* (см. рис. 108). Тогда хорошая картина будет производить естественное пространственное впечатление.

При фотосъемке на пластинку попадают главные лучи из центра выходного зрачка. Центр выходного зрачка служит задним центром проекции. Следовательно, при рассматривании фотографии центр вращения глаза следует расположить в этом центре проекции. Разыскать последний не составляет никакого труда: в объективах, применяемых в настоящее время, входные и выходные зрачки почти совпадают с центром объектива. Таким образом, практически имеется лишь *один* центр проекции (см. рис. 109, б). Кроме того, пластинка почти всегда находится близ фокальной плоскости объектива. Отсюда вытекает следующее правило: *фотографию всегда следует рассматривать одним глазом, причем расстояние между ним и фотографией нужно выбрать равным фокусному расстоянию фотографической камеры*. При фокусных расстояниях, примерно равных 25 см и больше, это легко осуществить. Однако у распространенных маленьких портативных фотоаппаратов фокусное расстояние значительно короче и часто равно всего лишь нескольким сантиметрам. В этом случае между фотографией и глазом следует поместить линзу и пользоваться ею как лупой; тогда и здесь сохранится правильное расстояние между глазом и фотографией. При соблюдении данного правила каждая фотография даст поразительно хорошую пластику и естественную перспективу.

Хорошая лупа для рассматривания подобных изображений должна строиться для «*рассматривающего*» глаза; расстояние между центром вращения глаза и линзой должно быть неизменным, чего можно достигнуть, придав оправе линзы специальную форму. При n -кратном линейном увеличении изображения сравнительно с негативом расстояние до глаза должно равняться nf . К сожалению, в большой аудитории (кино!) это условие выполняется только для немногих мест, которые к тому же меняются в зависимости от увеличения.

При рассматривании одним глазом, даже с неправильного расстояния, все картины как нарисованные художником, так и фотографии должны давать *пространственное* впечатление, хотя бы и с искаженной перспективой. Глубина картины при слишком близком расстоянии от глаза должна была бы казаться уменьшенной, а при слишком большом — увеличенной (рис. 110).

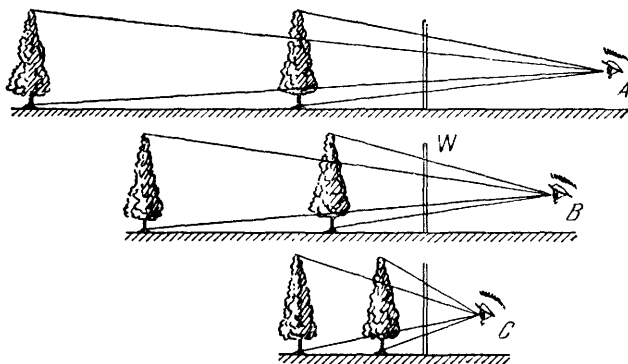


Рис. 110. Предметы одинаковой величины, но различно удаленные от глаза, проецируются из центров A , B , C на одну и ту же плоскость изображения W .

Во всех трех примерах точки пересечения «лучей зрения» с плоскостью изображения W находятся в одних и тех же местах. Рисунки объясняют искажение перспективы при рассматривании картины с неправильного расстояния: картина, нарисованная из центра B , кажется при рассматривании из C укороченной по глубине, при рассматривании из A — растянутой в глубину.

Однако обилие фотографий в газетах притупило у всех нас способность к пространственному восприятию. Любые картины мы видим обычно *плоскими*. Истинная способность нашего глаза возвращается к нам лишь в необычных условиях. Так, например, *плоскостное* изображение, находящееся в фокальной плоскости зрительной трубы, при рассматривании через окулярную лупу всегда представляется нам *пространственным*, хотя в глубину все предметы кажутся нам укороченными. Этот эффект можно очень хорошо проиллюстрировать на примере продольной перспективы улицы или аллеи. Изображение создается

объективом с большим фокусным расстоянием f и глаз может, следовательно, видеть истинную глубину только с расстояния f . Но окулярная лупа с фокусным расстоянием f сделала бы увеличение угла зрения равным единице, т. е. свела бы на нет роль зрительной трубы. Увеличить угол зрения можно только окулярной лупой с *коротким* фокусным расстоянием. Но это неизбежно приводит к уменьшению расстояния, с которого рассматривается изображение, и поэтому мы видим все укороченным в глубину. Еще большее впечатление обыкновенно производит обратный опыт. Посмотрим в зрительную трубу с обратного конца, используя объектив в качестве лупы. При этом протяженность в глубину кажется нам забавно увеличенной. Теперь плоскостное изображение дает окуляр с коротким фокусным расстоянием, а мы рассматриваем его через объектив со слишком большого расстояния. Дальнейшие сведения об отображении, в частности о видимом отображении невидимых предметов, содержатся в § 65.

ГЛАВА V

ЭНЕРГИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ И ОГРАНИЧЕНИЕ ПУЧКОВ

§ 35. **Предварительное замечание.** Говоря об отображении и об оптических приборах, мы выдвигали на первый план не детали устройства систем линз и не вычерчивание лучей; мы подчеркивали значение *ограничения световых пучков*. Этот решающий момент помогает нам также понять явление переноса энергии излучения, независимо от того, сопровождается ли этот перенос отображением или нет.

§ 36. **Излучение и угол раскрытия. Определения. Закон Ламберта.** Мы рассматривали «точки изображения» в соответствии с реальностью как маленькие поверхности или элементы поверхности, а под точками предмета молчаливо подразумевали математические точки. До сих пор это нам не мешало, но все же пора ввести решительное исправление; в действительности излучение с конечной энергией всегда испускается элементом поверхности df конечных размеров¹⁾.

На рис. III, *a* df — маленькая раскаленная металлическая пластинка с *тонко матированной* поверхностью. Она действует как «излучатель». Пусть передняя поверхность пластинки излучает во все стороны за отрезок времени dt энергию dW . Как распределяется эта энергия в пространстве? Чтобы ответить на этот вопрос, поместим на пути лучей измеритель излучения (см. § 3). Он будет служить маленьким «приемником» энергии. Пусть его свободная поверхность df' перпендикулярна к направлению излучения. Пусть, кроме того, размеры излучателя df и размеры приемника df' выбраны малыми сравнительно с расстоянием R между ними.

Показание измерителя излучения дает мощность излучения $d\dot{W}$, падающего на приемник, т. е. отношение энергия/время, или так называемый энергетический поток; единица его

¹⁾ Читатель, которого будет смущать употребление буквы d в тексте этой главы и в подписях к рисункам, может заменить ее греческой буквой Δ .

измерения — 1 ватт (1 вт). Изменяя величины df , df' , R и ϑ , получим из опыта

$$d\dot{W}_\vartheta = S^* \cdot df \cos \vartheta \frac{df'}{R^2}, \quad (30)$$

где S^* — коэффициент пропорциональности.

Зависимости мощности излучения от величины df , df' и R можно было ожидать и на основании простых геометрических

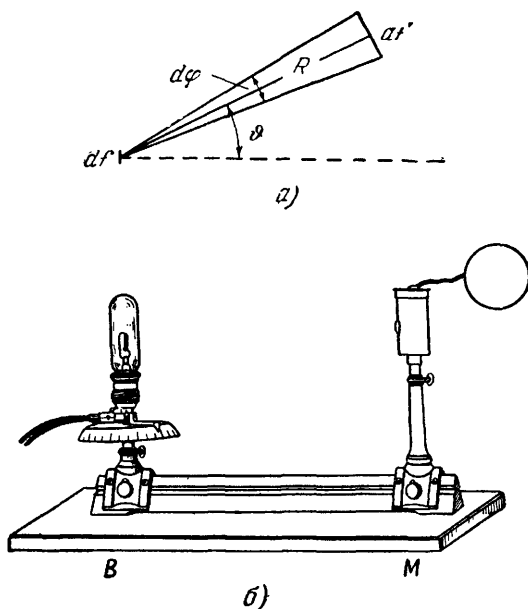


Рис. 111. Измерение мощности излучения $d\dot{W}$, испускаемого элементом поверхности df (например, ленточной вольфрамовой лампы накаливания) в телесном угле $d\varphi$ под различными углами наклона ϑ .

df' — поверхность измерителя излучения, например термоэлемента. a — схема опыта; b — экспериментальная установка.

соображений. Напротив, пропорциональность мощности излучения в направлении ϑ косинусу угла ϑ (закон Ламберта, 1760 г.) можно получить только из опыта. Этот закон у обычных источников выполняется лишь приближенно (пример см. на рис. 112). В точности же он верен для маленького излучающего отверстия df в стенке равномерно раскаленной полости, т. е. для так называемого «черного тела» (см. § 220).

В эмпирически найденном уравнении (30) отношение df'/R^2 выражает телесный угол $d\varphi$. Это полый конус. Его вершина находится в центре элемента поверхности df , т. е. излучателя, а основанием конуса служит облучаемый элемент поверхности df' , т. е. приемник¹⁾. Далее, $df \cos \vartheta = df_s = R^2 d\varphi'$ есть, согласно

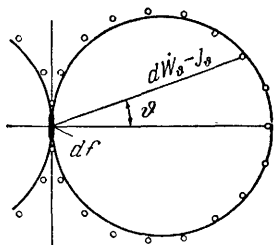


Рис. 112. Зависимость мощности излучения, падающей на приемник df' , от угла наклона.

Показанные на рисунке точки определены при помощи установки, изображенной на рис. 111, б. Большие окружности найдены из уравнения (30) (закон Ламберта).

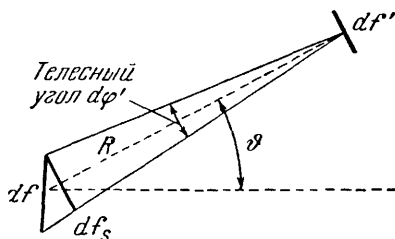


Рис. 113. Площадь «кажущейся поверхности» излучателя $df_s = R^2 d\varphi'$.

Здесь $d\varphi'$ — телесный угол, под которым излучатель произвольной формы виден из приемника. В схематически изображенном здесь частном случае плоского излучателя df площадь его кажущейся поверхности $df_s = R^2 d\varphi' = df \cos \vartheta$.

рис. 113, площадь «кажущейся поверхности» излучателя; при этом $d\varphi'$ есть телесный угол, под которым излучатель виден из приемника.

Величина

$$S^* = d\dot{W}_\vartheta / d\varphi df_s$$

характеризует излучатель. S^* называют *плотностью излучения* (энергетической яркостью) данного излучателя. Единицей служит $1 \text{ вт/стерад} \cdot \text{м}^2 = 1 \text{ вт/м}^2$.

Вводимая из опыта плотность излучения S^* отнюдь не связана с частным случаем *плоского* излучателя, для которого справедлив закон Ламберта. Представим себе, например, что на рис. 111, а и 112 излучателем является раскаленный цилиндр, ось которого перпендикулярна к плоскости чертежа. Тогда излучаемая мощность $d\dot{W}$ не зависит от ϑ . Вместо фигуры, изображенной на рис. 112, получается окружность с излучателем в центре. При этом $d\dot{W} = S^* d\varphi df_s$, т. е. мы получаем для коэффициента пропорциональности, названного плотностью излучения, $S^* = d\dot{W} / d\varphi df_s$.

¹⁾ Единица телесного угла, как и вообще всякого угла, есть 1. Числу 1, употребляемому в качестве единицы телесного угла, часто дают наименование стерадиан. (Подробности см. в «Механике», § 5.)

Величина

$$J_{\phi} = \frac{d\dot{W}_{\phi}}{d\phi} = \frac{\text{Мощность излучения в направлении } \phi}{\text{Телесный угол}} \quad (30a)$$

или

$$J_{\phi} = S^* df_s = \frac{\text{Плотность излучения, умноженная на площадь видимой поверхности излучателя}}{\quad} \quad (30b)$$

характеризует излучение источника в направлении ϕ и поэтому называется *силой излучения* в направлении ϕ . В качестве единицы мы берем $1 \text{ вт/стерад} = 1 \text{ вт}$.

Одну и ту же силу излучения J_{ϕ} можно получить от источников весьма различной величины. При белом калении достаточно маленькой поверхности, при красном калении требуется большая поверхность.

Пусть на приемник, маленькую облучаемую поверхность $df' = d\phi R^2$, падает перпендикулярно излучение мощностью $d\dot{W}'$. Отношение

$$\begin{aligned} \frac{d\dot{W}'}{df'} &= \frac{\text{Мощность падающего излучения}}{\text{Площадь поверхности приемника}} = \\ &= \frac{\text{Сила излучения } J_{\phi} \text{ источника}}{(\text{Расстояние } R \text{ до источника})^2} = b. \end{aligned} \quad (30в)$$

называется «облученностью». В качестве единицы измерения берется 1 вт/м^2 .

До сих пор приемник df' был мал по сравнению с расстоянием R и элемент поверхности df' был практически *перпендикулярен* к направлению падающего на него излучения. От этих ограничений мы теперь откажемся, однако по-прежнему будем считать, что поверхность источника df мала. На рис. 114, а облучаемая поверхность f' уже имеет большое протяжение, и (если не считать ее середины) излучение падает на нее наклонно. Тогда при выполнении закона Ламберта приемник f' получает излучение мощностью

$$d\dot{W} = \pi S^* df \sin^2 u, \quad (31)$$

если размер источника равен df , а плотность излучения (энергетическая яркость) — S^* .

Вывод формулы (31). Для вычисления мощности излучения, достигающего f' , построим на рис. 114, б перед приемником f' вспомогательную сферическую поверхность. Все лучи, достигающие f' должны предварительно пронизать эту сферическую поверхность; разобьем теперь ее на ряд узких концентрических кольцевых зон с поверхностью

$$df'_{\text{сфер}} = 2\pi r dr \cos \vartheta = 2\pi R \sin \vartheta R d\vartheta.$$

Каждая из этих кольцевых зон получает, согласно (30), излучение мощностью

$$d\dot{W}_{\vartheta} = S^* dj \cos \vartheta df'/R^2 = 2\pi S^* dj \sin \vartheta \cos \vartheta d\vartheta = 2\pi S^* dj \sin \vartheta d(\sin \vartheta)$$

Сумма этих мощностей, приходящихся на все кольцевые зоны между $\vartheta=0$ и полным углом раскрытия $\vartheta=u$, дает полную мощность излучения $d\dot{W}$, доходящего до приемника f' (см. рис. 114, а), т. е. уравнение (31).

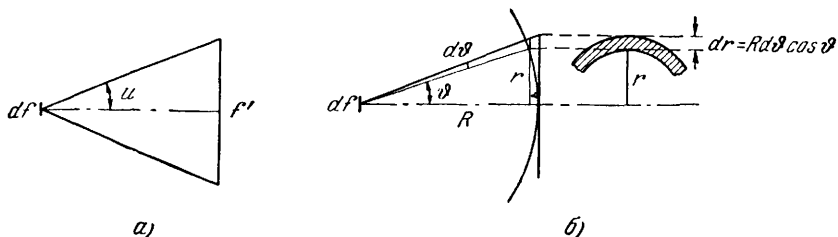


Рис. 114. К вычислению мощности излучения $d\dot{W}$, переносимой от df (излучателя) к f' (приемнику).

См. уравнение (31).

На рис. 114, а излучаемая источником df и воспринимаемая круглым приемником f' мощность излучения достигает в предельном случае $u=90^\circ$ максимального значения $d\dot{W}_{\text{макс}}$. С помощью последнего определяют *излучательную способность* источника.

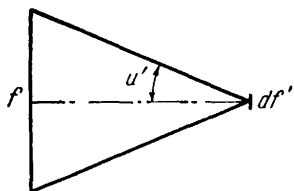
$$\frac{d\dot{W}_{\text{макс}}}{df} = \frac{\text{Мощность, излучаемая источником в одну сторону}}{\text{Площадь поверхности источника}}. \quad (32)$$

Если выполняется закон Ламберта, то из уравнения (31) получаем для излучательной способности источника соотношение

$$d\dot{W}_{\text{макс}}/df = \pi S^*. \quad (32a)$$

При учете излучения в обе стороны следует ввести коэффициент, равный 2.

Направление света можно обратить. На рис. 115 поверхность большого круга f можно рассматривать как источник с плотностью излучения S^* , а маленькую поверхность df' — как приемник. Тогда мощность излучения, приходящаяся на df' , будет равна



$$d\dot{W} = \pi S^* df' \sin^2 u'. \quad (33)$$

Рис. 115. Большой излучатель f с плотностью излучения (энергетической яркостью) S^* облучает маленький приемник df' .

См. уравнение (33). Для светового пучка нельзя нарисовать *простой* волновой картины, как это сделано на рис. 77, б (между поверхностью кратера и диафрагмой а).

Уравнение (33) можно пояснить демонстрационным опытом. В качестве источника берут *несамосветящийся*, или «вторичный, излучатель», например матово-белый круг на проекционной стенке, освещаемой дуговой лампой (ср. § 114 и рис. 263). Угол раскрытия u' можно тогда изменять двумя способами, а именно, изменяя диаметр круга или изменяя расстояние между источником и приемником. В § 37 будет показано применение этого важного уравнения.

§ 37. Излучение поверхности Солнца. Солнце создает на поверхности Земли при отсутствии потерь в атмосфере и перпендикулярном падении лучей облученность, равную

$$b = 1,90 \frac{\text{кал}}{\text{см}^2 \cdot \text{мин}} = 1,35 \frac{\text{квт}}{\text{м}^2}.$$

(Астрономы называют это значение облученности «солнечной постоянной».)

Угловой диаметр солнечного диска составляет для нас $32'$. Следовательно, угол раскрытия u' на рис. 115 равен $16'$ и $\sin u' = 4,7 \cdot 10^{-3}$. Подставим эти значения облученности $b = d\dot{W}/df'$ и $\sin u'$ в уравнение (33) и вычислим излучательную способность¹⁾ Солнца, усредненную по его поверхности

$$\pi S^* = 6,1 \cdot 10^4 \text{ квт/м}^2.$$

1 м² поверхности Солнца поставляет, таким образом, такую же мощность, как крупный современный турбогенератор переменного тока.

¹⁾ Излучение Солнца происходит из слоя толщиной всего лишь около 200 км. У краев Солнца длина путей, проходимых светом в излучающем слое, и потери на экстинкцию вдоль этих путей возрастают. На краях Солнца значения плотности излучения (они, разумеется, зависят от длины волны), как показывают измерения, составляют приблизительно 60% от ее значений в центре солнечного диска.

§ 38. Плотность излучения S^* и облученность b при отображении. Весьма часто между источником света (излучателем) и облучаемой поверхностью (приемником) находится линза или ряд линз. Пользуясь линзами или вообще любым способом отображения, можно изменить лишь облученность b ; плотность же излучения S^* никоим образом изменить нельзя. Последняя является величиной, характеризующей источник. *Изображение источника никогда не может излучать с плотностью излучения, большей плотности излучения самого источника.* В наилучшем случае (непоглощающие линзы или зеркала) используемую плотность излучения можно при отображении лишь сохранить.

Разберем подробнее это утверждение, справедливость которого, кстати, вытекает из второго начала термодинамики.

На рис. 116, б линза создает изображение df' источника df . Это изображение принимает приемник величиной df' . Согласно схеме, показанной на рис. 114, а, излучение мощностью

$$d\dot{W}_c = \pi S^* df \sin^2 u_c \quad (31a)$$

(u_c означает «с линзой») распространяется от источника df к линзе, проходит сквозь последнюю и создает изображение df' . При этом линза служит источником с пока еще неизвестной плотностью излучения S_x^* . Согласно схеме, приведенной на рис. 115, выходной зрачок линзы посылает на поверхность изображения df' излучение мощностью

$$d\dot{W}_c = \pi S_x^* df' \sin^2 u'_c. \quad (33a)$$

При этом мы молчаливо подразумевали идеализированный предельный случай, т. е. пренебрегали потерями излучения при отражениях от поверхностей линзы и при поглощении в стекле и считали, что мощность излучения до и после линзы одинакова. В этом предельном случае мы можем объединить уравнения (31a) и (33a) и получить

$$S^* df \sin^2 u_c = S_x^* df' \sin^2 u'_c. \quad (34)$$

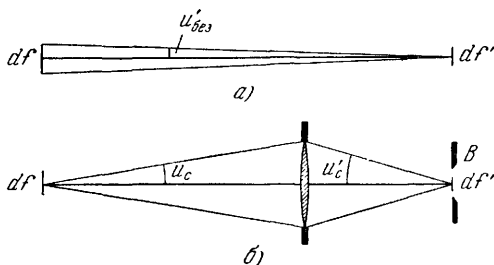


Рис. 116. Облучение приемника df' без линзы (а) и с линзой (б).

Линза увеличивает угол раскрытия u' .

Для отображения df в df' мы применяем широкие световые пучки. Поэтому должно выполняться условие синусов (см. § 25)

$$df \sin^2 u_c = df' \sin^2 u'_c. \quad (25)$$

Сопоставление уравнений (34) и (25) дает $S'_x = S^*$ — важный результат: для изображения df' диск линзы излучает с той же плотностью излучения S^* , что и поверхность источника.

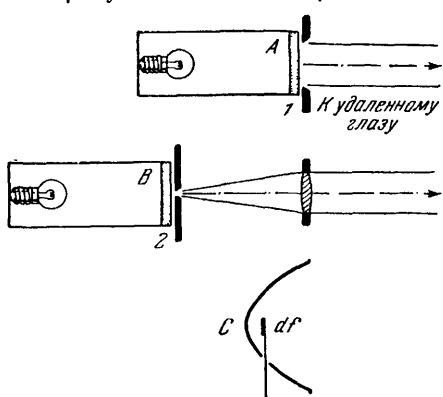


Рис. 117. Сравнение плотностей излучения (энергетических яркостей) маленького источника и большой поверхности линзы, отображающей этот источник.

Каждый из двух источников одинаковой конструкции A и B, состоящих из пластинки молочного стекла, освещен сзади одинаковым образом. После того, как установлено равенство освещения пластинок, за источником A ставят диафрагму 1 с диаметром отверстия 10 см, а за B — диафрагму 2 с диаметром отверстия 5 мм; B помещают в фокусе линзы с диаметром 10 см. Наблюдая с далекого расстояния, убеждаются в том, что поверхность линзы излучает с той же плотностью излучения (яркостью), что и источник A. Фокусное расстояние линзы f не играет роли. Чем больше f , тем меньше угол, под которым излучение исходит из поверхности линзы. Для того чтобы маленькие светящиеся поверхности df (например, фосфоресцирующие вещества) сделать видимыми для большой аудитории, эти поверхности помещают в фокус автомобильной фары. Тогда большое отверстие параболического зеркала фары излучает с той же яркостью, что и маленькая поверхность df . Хотя этот опыт и тривиален, он нередко поражает даже специалистов.

отношения облученностей с линзой и без линзы¹⁾ величину

$$\frac{b_c}{b_{\text{без}}} = \frac{\sin^2 u'_c}{\sin^2 u'_{\text{без}}}. \quad (35)$$

¹⁾ При этом мы предполагаем, как обычно, что перед линзой и за нею находится одинаковая среда, а именно, воздух.

Это обстоятельство прежде всего иллюстрируется демонстрационным опытом (рис. 117), из которого вытекает важное следствие: линза находится ближе к приемнику, чем излучатель. Поэтому, если линза имеет достаточно большой диаметр (см. рис. 116), то пользуясь ею, можно направить на приемник пучок с большим углом раскрытия u'_c ; с помощью линзы в плоскости изображения можно создать облученность, большую, чем та, которую дает источник df без линзы (см. рис. 116, б). (Вспомним детское «зажигательное» стекло!)

Воспользовавшись уравнением (33), рассчитаем для обоих случаев облученность приемника, т. е. величину

$$b = \frac{d\dot{W}}{df'} = \pi S^* \sin^2 u'_c; \quad (33a)$$

при наличии линзы мы должны подставить $u' = u'_c$ в ее отсутствие — $u' = u'_{\text{без}}$. Таким образом, мы получим для

Излучательная способность Солнца равна $\pi S^* = 6,1 \cdot 10^4 \text{ квт/м}^2$ (см. § 37). Вследствие большого удаления от Солнца ($R = 1,5 \cdot 10^{11} \text{ м}$) пучок, облучающий Землю, имеет лишь небольшой угол раскрытия $u_{\text{без}} = 16'$ (стало бы, $\sin u'_{\text{без}} = 4,7 \cdot 10^{-3}$). В соответствии с этим, для элемента поверхности df' на Земле облученность составляет всего лишь $b_{\text{без}} = 1,35 \text{ квт/м}^2$ (при перпендикулярном падении лучей и при пренебрежении потерями в атмосфере, составляющими примерно 50%). С помощью линз или вогнутых зеркал можно получить углы раскрытия u'_c около 50° (следовательно, $\sin u'_c = 0,77$). Тогда из уравнения (35) получим, что облученность в изображении Солнца равна

$$b = 1,35 \frac{\text{квт}}{\text{м}^2} \left(\frac{0,77}{4,7 \cdot 10^{-3}} \right)^2 = 3,6 \frac{\text{квт}}{\text{см}^2}.$$

Чтобы получить такую же облученность без линзы или вогнутого зеркала, нам пришлось бы придвинуть Землю столь близко к Солнцу, что солнечный диск простирался бы от горизонта до 10° далее зенита!

При фокусном расстоянии в 1 м изображение Солнца имеет площадь $0,6 \text{ см}^2$. При угле раскрытия 50° мощность, собираемая в изображении, составляет $0,6 \text{ см}^2 \cdot 3,6 \text{ квт/см}^2 \approx 2 \text{ квт}$. Это равно мощности электрической дуги, питаемой током 40 а при напряжении 50 в¹⁾.

§ 39. Источники с силой излучения, не зависящей от направления. Закон Ламберта (см. уравнение (30), § 36), как уже указывалось, есть предельный закон, выведенный из опыта. Он выполняется строго (см. § 36) для маленького отверстия в «черном теле». Этот закон с хорошим приближением выполняется для матовых, сильно рассеивающих поверхностей или поверхностей, дающих рассеянное отражение, независимо от того, возбуждается ли излучение этих поверхностей термически или иным путем (например, в виде флуоресценции).

Черное тело и плоские матовые поверхности имеют один общий признак. Для обеих величина экстинкции, т. е. отношение невозвращаемой мощности излучения к падающей, не зависит от угла падения излучения.

Совершенно иной закон проявляется при излучении, исходящем из глубины прозрачного тела. Для мощности излучения в направлении ϑ получаем

$$d\dot{W}_\vartheta = S^* df \frac{df'}{R^2} = S^* df d\varphi,$$

¹⁾ Э. В. Чирнхауз (1651—1708 гг., математик, помещик в Кизлингсвальде близ Герлица, с 1682 г. член Парижской академии) построил в 1686 г. вогнутое зеркало из полированной меди диаметром в 2 м и фокусом 1,3 м и использовал его в качестве плавильной печи.

и, следовательно, сила излучения в направлении ϑ , равная

$$J_{\vartheta} = \frac{d\dot{W}_{\vartheta}}{d\varphi} = S^* df, \quad (36)$$

не зависит от угла испускания ϑ . Графически (рис. 118, а) это изображается одной окружностью с источником df в центре, а

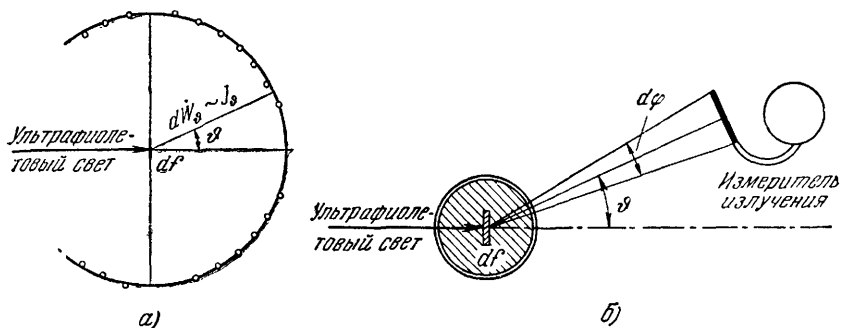


Рис. 118. Создание источника с силой излучения, не зависящей от направления.

Излучателем служит пластинка из уранового стекла, в которой в результате сильного поглощения ультрафиолетового излучения возбуждается флуоресценция в видимой области. (Для устранения отражений от поверхности пластинка погружена в смесь бензола с сероуглеродом; показатель преломления этой смеси совпадает с показателем преломления стекла для длины волны флуоресцентного излучения.)

не двумя окружностями, симметрично расположенными относительно источника, как в случае выполнения закона Ламберта (см. рис. 112). Такой предельный случай силы излучения, не зависящий от направления, можно реализовать для плоского источника рядом различных способов; проще всего достичь этого с флуоресцентным излучением прозрачного слоя стекла. На рис. 118, б показано соответствующее устройство, в котором исключены мешающие отражения.

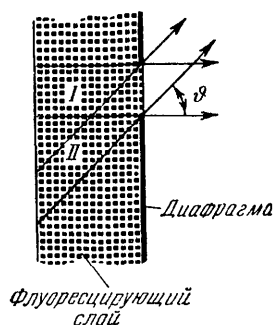


Рис. 119. К созданию источника с силой излучения, не зависящей от направления ϑ .

Рис. 119 поясняет, почему в этом устройстве сила излучения не зависит от ϑ ; в направлении, перпендикулярном к флуоресцирующей стеклянной пластинке ($\vartheta=0$), излучает объем I, под углом наклона ϑ — объем II. Оба объема имеют одинаковую величину. Они содержат одинаковое число независимо друг от друга излучающих молекул, изображенных точками. Их мощности излучения складываются, так как пластинка прозрачна для флуоресцентного излучения. (Если флуоресцирующий слой очень тонок, то оправка пластинки сама служит диафрагмой, ограничивающей df .)

Из независимости силы излучения J_θ от направления вытекает важное следствие: плотность излучения плоской поверхности излучателя, т. е. величина

$$\frac{\text{Сила излучения } J_\theta}{\text{Площадь видимой поверхности излучателя } df \cos \theta} = S^*$$

не постоянна, как в случае справедливости закона Ламберта, а *растет* с увеличением угла θ : тонкий флуоресцирующий слой, рассматриваемый вдоль своей поверхности, нам кажется ослепительно ярким.

Независимость силы излучения от направления обнаруживается также у антикатодов рентгеновских трубок и вот почему. Катодные лучи могут проникнуть лишь в тонкий приповерхностный слой антикатада, а рентгеновские лучи, напротив, выходят наружу беспрепятственно. Практическое использование: рентгеновское излучение, выходящее в направлении, почти параллельном поверхности антикатада, дает за счет перспективного сокращения весьма резкое пятно с большой плотностью излучения («штрих-фокус»). (В. Рентген, 1896 г.)

§ 40. Параллельный пучок света как недостижимый предельный случай. Во всех опытах «параллельные» световые пучки получаются лишь с известным приближением. Причины этого нам уже известны. Во-первых, каждый источник света имеет, хотя нередко и малую, но все же конечную протяженность. От такого источника света при всех мыслимых расположениях диафрагм и линз могут исходить только световые пучки с конечным углом раскрытия u . Во-вторых, каждый световой пучок вследствие *дифракции* выходит за пределы своих геометрически построенных границ. Теперь мы можем сказать: математически строго параллельный световой пучок имел бы угол раскрытия $u=0$. Вследствие этого мощность его излучения, согласно уравнению (31), равнялась бы нулю. Строго говоря, во всех мыслимых на опыте случаях следовало бы говорить лишь о «квазипараллельных» световых пучках.

ДОПОЛНЕНИЕ

К ВОПРОСУ О ДЕЙСТВИИ ТЕЛЕСКОПА

§ 41. Облученность и телескоп. Астрономический телескоп для фотографирования неба состоит из объектива или вогнутого зеркала (диаметр B , фокусное расстояние f) и фотографической пластинки, помещенной в фокальной плоскости. Для заднего угла раскрытия u'_c можно приближенно считать

$$\sin u'_c = \frac{B}{2f}.$$

Для *протяженных объектов* (например, Луна, туман, поверхность неба) уравнение (33а) гласит: облученность b плоскости изображения определяется только *углом раскрытия* u'_c ; при заданном угле раскрытия ее *нельзя* повысить, увеличивая диаметр объектива или вогнутого зеркала.

Дело обстоит совершенно иначе в случае «точечных» объектов, неподвижных звезд. Здесь вообще не происходит отображения, неподвижной звезде отвечает не изображение, а лишь маленький дифракционный кружок (см. § 17). Его угловой диаметр равен $2\alpha = 2\lambda/B$, диаметр $D = 2\lambda f/B$, площадь $F \approx (f/B)^2 \approx 1/\sin^2 u'_c$. Мощность излучения \dot{W} , падающего на эту площадь F , пропорциональна квадрату диаметра B объектива, т. е. $\dot{W} \sim B^2$. Таким образом, облученность дифракционного кружка $b = \dot{W}/F \sim B^2 \sin^2 u'_c$; она возрастает при заданном угле раскрытия u'_c пропорционально квадрату диаметра объектива B . Поэтому объективы (вогнутые зеркала), предназначенные для обнаружения слабых неподвижных звезд, должны иметь, помимо большого угла раскрытия, еще и большой диаметр B .

При визуальном наблюдении плоскость изображения, даваемого объективом, обзревается через лупу, называемую окуляром, с линейным увеличением

$$V = \frac{f_{об}}{f_{ок}} = \frac{\text{Диаметр входного зрачка}}{\text{Диаметр выходного зрачка}}. \quad (29)$$

Будем постепенно делать увеличение телескопа все большим (ставя различные окуляры). Сначала выходной зрачок телескопа превосходит отверстие в радужной оболочке глаза; кроме сетчатки, облучается также и радужная оболочка, увеличение «меньше нормального». Затем выходной зрачок телескопа делается равным зрачку глаза, и тогда увеличение становится «нормальным». Вплоть до этого момента угол раскрытия для глаза одинаков как с телескопом, так и без него. Следовательно, вплоть до этого момента облученность протяженного изображения на сетчатке глаза одинакова (конечно, без учета потерь на отражение) как с телескопом, так и без него. Наконец, при «сверхнормальном» увеличении выходной зрачок телескопа делается меньше зрачка глаза. Тогда угол раскрытия светового пучка в глазу оказывается меньшим, чем в отсутствие телескопа, и следовательно, при сверхнормальном увеличении облученность изображения протяженных объектов становится меньше, чем в отсутствие телескопа. Этим объясняется то, что при сверхнормальном увеличении поверхность неба представляется нам более темной.

Иначе обстоит дело в случае наблюдения неподвижных звезд. Их дифракционная картина в фокальной плоскости телескопа имеет угловой диаметр в несколько десятых долей секунды (см. § 17), т. е. практически представляет собой точечный источник света. Этот источник посылает параллельный пучок света (см. рис. 101) в хрусталик ($f \approx 23$ мм). При нормальном увеличении V_n хрусталик может полностью использовать диаметр отверстия в радужной оболочке и при этом образовать на сетчатке дифракционный кружок с диаметром всего лишь в 2 мк (см. уравнение (19)). Этот кружок покрывает всего лишь около 1/5 диаметра одного из элементов мозаики сетчатки (≈ 10 мк). Поэтому при нормальном увеличении V_n вся проходящая через поверхность объектива мощность излучения попадает на один элемент сетчатки. При этом увеличении площадь объектива в V_n^2 раз больше площади отверстия в радужной оболочке и мощность излучения, достигающего сетчатки, в V_n^2 раз больше, чем в случае невооруженного глаза.

Это позволяет видеть слабосветящиеся неподвижные звезды¹⁾. Сосредоточение всей мощности излучения на единственном элементе сетчатки прекращается лишь при пятикратном превышении нормального увеличения: входящий в хрусталик световой пучок имеет при этом диаметр, в 5 раз меньший диаметра зрачка, а дифракционный кружок на сетчатке — диаметр в 10 мк. Лишь дальнейшее «сверхнормальное» увеличение приводит к распределению мощности излучения по нескольким элементам сетчатки, соответственно слабее раздражаемых светом. Вплоть до указанного выше предела неподвижные звезды представляются столь же яркими, как и при нормальном увеличении, тогда как фон, т. е. поверхность неба, уже кажется существенно более темным. Улучшенный таким образом контраст сдвигает границу видимости неподвижных звезд приблизительно на 1,5 класса звездных величин (см. § 264); с помощью объективов умеренной величины неподвижные звезды удается наблюдать даже днем.

¹⁾ При увеличении, *меньшем* нормального, оправа объектива уже не служит апертурной диафрагмой и входным зрачком для системы, состоящей из телескопа и глаза. Здесь апертурной диафрагмой служит отверстие в радужной оболочке, а входным зрачком — ее изображение, создаваемое окуляром в плоскости объектива. Это изображение меньше площади поверхности объектива. Поэтому для облучения дифракционного кружка на сетчатке используется только часть этой поверхности и, следовательно, при увеличении, *меньшем* нормального, яркость неподвижных звезд кажется меньшей, чем при нормальном увеличении.

ГЛАВА VI

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ

I. ОБЩИЕ ЗАМЕЧАНИЯ

§ 42. **Предварительные замечания.** В «Механике» было дано подробное изложение интерференции в рамках общего учения о волнах. При этом предполагалось наличие двух по большей части достаточно хорошо выполнимых условий:

1. *Волновые центры являются точечными*, иначе говоря, их диаметр мал по сравнению с длиной волны.

2. *Волновые цуги имеют неограниченную длину и обладают одной-единственной частотой.* Только подобные цуги позволяют получить интерференцию от двух *независимых* излучателей, например двух свистков с одинаковой частотой.

Если оба эти условия не выполнены, то для получения интерференции приходится принимать специальные меры. Это прежде всего относится к свету. Поэтому описание таких мер приводится в настоящем томе.

Волновые цуги ограниченной длины кратко называют «*группами волн*». Им отвечает некоторый *интервал* частот; слово «частота» характеризует здесь лишь ее среднее значение. *Единственным* значением частоты обладает лишь неограниченный цуг волн, возбуждаемых с постоянной амплитудой. Статистические флуктуации амплитуды приводят к тому, что даже *неограниченному* цугу волн отвечает определенный *интервал* частот (см. рис. 326 и 327).

§ 43. **Интерференция волновых групп, исходящих из точечных источников.** На рис. 120 показан модельный опыт. Здесь изображены группы волн, испускаемые двумя источниками одинаковой частоты I и II. Эти группы состоят из N «единичных волн» («горб+впадина»); в нашем примере $N=4$. Наложение обеих групп приводит к простому результату: интерференция исчезает, когда разность хода¹⁾ волновых групп $m\lambda$ становится

¹⁾ Если разность путей Δs , по которым обе группы волн достигают точки наблюдения, выражать через кратную m длину их волн λ , то величина $m\lambda$ будет носить название *разности хода*.

больше длины этих групп $N\lambda$. Или, говоря иначе, наивысший порядок интерференционных полос m , который еще можно наблюдать, равен N .

В общем случае соотношения фаз в волновых группах, следующих друг за другом, не связаны определенной зависимостью. Тогда направление интерференционных полос беспорядочно флуктуирует между двумя схематически изображенными на рис. 120 предельными случаями: на линии симметрии OO волновые группы имеют в случае a разность фаз $\Delta\varphi=0^\circ$ (горб совпадает с горбом, а впадина — с впадиной); в случае b разность фаз у волновых групп равна $\Delta\varphi=180^\circ$ и горбы попадают на впадины. В среднем (по времени) максимумы в данном направлении встречаются столь же часто, как и минимумы; при наложении обеих волновых групп не обнаруживается таким образом (в среднем по времени) ни максимумов, ни минимумов.

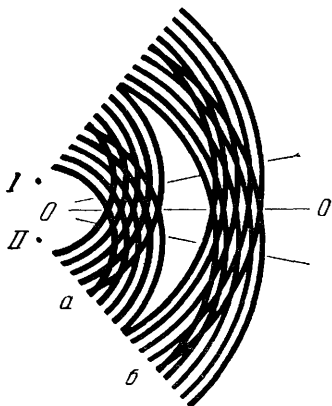


Рис. 120. Интерференция двух групп волн.

a — волны начинают испускаться одновременно (разность фаз $\Delta\varphi=0$); b — одна группа отстает от другой на половину длины волны ($\Delta\varphi=180^\circ$).

Как же помочь делу? Это понял Томас Юнг уже в 1807 г. — надо отказаться от наложения волновых групп, исходящих от двух равночастотных, но *независимых* источников, и пользоваться двумя группами, полученными из *одной*, исходящей из *одного*

волнового центра группы. Получение двух групп из одной достигается изменением направления распространения волн; это изменение Томас Юнг предложил осуществить с помощью отражения, преломления или дифракции, или же с помощью любой их комбинации, полагая все эти способы равноценными. На рис. 121, например, группа волн, падающих на стеклянную пластинку, «расщепляется» на группу «прошедших» и группу «отраженных»

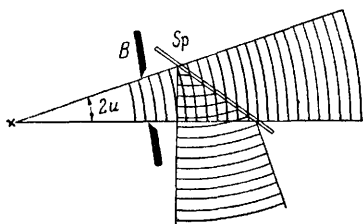


Рис. 121. Отражение от полупрозрачной пластинки («светоделительная пластинка»).

Такая пластинка расщепляет угол волн на два.

волн. При отражении в случае *нормального* падения можно наложить переднюю и заднюю части волновой группы и получить таким образом стоячие волны. Этот частный случай интерференции показан на рис. 384 «Механики».

§ 44. Замена точечных волновых центров протяженными. Условие когерентности. Беспорядочные изменения фаз можно всегда обезвредить методом Юнга, если волновые группы, моменты возникновения которых

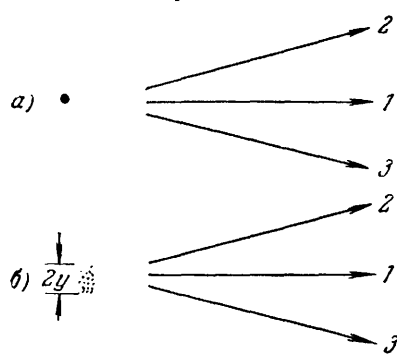


Рис. 122. Точечные волновые центры.

а — один источник; б — множество независимых источников одинаковой частоты (например, излучающих атомов в светящем пламени).

статистически беспорядочно варьируют во времени, испускаются *точечным* волновым центром. Последний может состоять либо из *одного-единственного* излучателя (рис. 122, а), либо из многих близко расположенных излучателей (рис. 122, б), статистически суммируемых испускаемых ими волновые группы в результирующие группы. В обоих случаях нет никакого различия между волновыми группами, распространяющимися в направлении 1, 2 или 3.

Эта независимость волновых групп от направления распространения исчезает, однако, когда размер $2y$ области, в которой сосредоточены отдельные излучатели, перестанет быть малым по сравнению с длиной волны. В этом случае протяженный волновой центр размером $2y$ можно свести к точечному лишь по отношению к излучению, заключенному в пределах угла $2u$ (рис. 123). Величина этого угла определяется неравенством, носящим название *условия когерентности*

$$2y \sin u \ll \lambda/2. \quad (42)$$

Условие (42) играет важную роль в интерференционных опытах.

Вывод неравенства (42) поясняется рис. 124. На этом рисунке изображен волновой центр шириной $2y$. Он состоит из отдельных, независимых друг от друга излучателей, схематически обозначенных поперечными черточками. Каждый такой излучатель может изменить фазу результирующей волновой группы. Его *местоположение* в пределах $2y$ не играет роли, если речь идет об излучении в направлении 1. Иначе обстоит дело с излучением под углом (например, 2 или 3). В последнем случае *местоположение* данного излучателя обуславливает *дополнительную* разность фаз $\Delta\phi$, которая связана с разностью путей в на-

правлениях которых возникают моменты возникновения которых статистически беспорядочно варьируют во времени, испускаются *точечным* волновым центром. Последний может состоять либо из *одного-единственного* излучателя (рис. 122, а), либо из многих близко расположенных излучателей (рис. 122, б), статистически суммируемых испускаемых ими волновые группы в результирующие группы. В обоих случаях нет никакого различия между волновыми группами, распространяющимися в направлении 1, 2 или 3.

Эта независимость волновых групп от направления распространения исчезает, однако, когда размер $2y$ области, в которой сосредоточены отдельные излучатели, перестанет быть малым по сравнению с длиной волны. В этом случае протяженный волновой центр размером $2y$ можно свести к точечному лишь по отношению к излучению, заключенному в пределах угла $2u$ (рис. 123). Величина этого угла определяется неравенством, носящим название *условия когерентности*

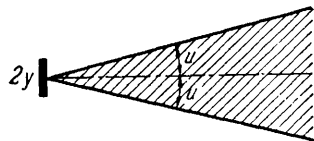


Рис. 123. К излучению протяженного источника.

Излучение протяженного источника света диаметром $2y$ можно заменить излучением точечного источника только в том случае, если угол раскрытия используемого пучка удовлетворяет условию когерентности $2y \sin u \ll \lambda/2$. Укажем здесь на связь между условием когерентности и условием, определяющим границу разрешающей силы микроскопа (см. уравнение (28), § 31); объект различим на фоне окружающей его среды только в том случае, когда он посылает в глаз через объектив некогерентный свет.

правлениях 1 и 2 или 1 и 3. Эта разность пути имеет одно и то же максимальное значение $\Delta s_2 = \Delta s_3 = 2y \sin u$, если речь идет о крайнем верхнем или крайнем нижнем излучателях.

Среднее статистическое значение разностей путей одинаково, т. е. $\overline{\Delta s_2} = \overline{\Delta s_3} = \frac{1}{2} (2y \sin u)$. Их

сумма равна $\overline{\Delta s} = 2y \sin u$. Этой, зависящей от местоположения источника, разностью путей $\overline{\Delta s}$ можно пренебречь лишь в том случае, если $\overline{\Delta s} = 2y \sin u \ll \lambda/2$. Если $2y \sin u$ только незначительно меньше $\lambda/2$, то мы получаем «частично когерентное» излучение. Оно дает лишь размытые интерференционные полосы. При $2y \sin u = \lambda/2$ мы получаем наименее благоприятный случай: беспорядочные скачки фазы на 180° и, как следствие — исчезновение интерференционной картины (см. рис. 120).

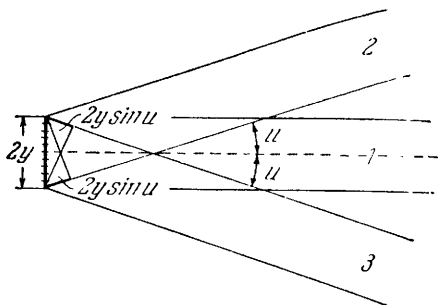


Рис. 124. К выводу условия когерентности.

II. ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СВЕТОВЫХ ВОЛН

§ 45. Общие замечания об интерференции световых волн.

Все сказанное в §§ 43 и 44 имеет чисто формальный геометрический смысл и относится к волнам любой природы. Изложенные соображения позволяют поэтому осуществить ряд интерференционных явлений также и со световыми волнами и разобраться в сути этих явлений. Оптические интерференционные явления сами по себе не вносят ничего существенно нового, но, тем не менее, они заслуживают подробного рассмотрения по трем причинам.

1. Интерференция световых волн играет весьма важную роль в науке и технике.

2. Она порождает весьма эффектные явления, наблюдаемые в повседневной жизни, например яркую окраску мыльных пузырей и тонких масляных пленок на поверхности воды.

3. Можно без труда наблюдать интерференционную картину в плоском сечении, проведенном в объемном интерференционном поле световых волн (таким сечением может служить, например, настенный экран, матовое стекло или плоскость изображения в лупе). При этом целесообразно различать случаи наблюдения вдоль и поперек пучка и под углом к нему. Эти понятия определяются с помощью рис. 125.

Перед тем как излагать типичные оптические интерференционные явления, дадим один полезный экспериментальный совет. Условие когерентности требует ограничения размера источника света (лампы) величиной $2y$. Для этого обычно пользуются круглой или щелевой диафрагмой. При малых

углах раскрытия u не обязательно ставить диафрагму непосредственно перед излучающей поверхностью: достаточно поместить ее на расстоянии в несколько сантиметров. Даже при этом излучающая поверхность лампы не превышает заметным образом отверстия диафрагмы.

Для лучшего использования мощности излучения можно поместить между лампой и щелью короткофокусный конденсор, отображающий лампу на щели S_1 и S_2 (рис. 126). Даже в этом случае можно (со все еще достаточным приближением) считать излучающую поверхность равной отверстию диафрагмы.

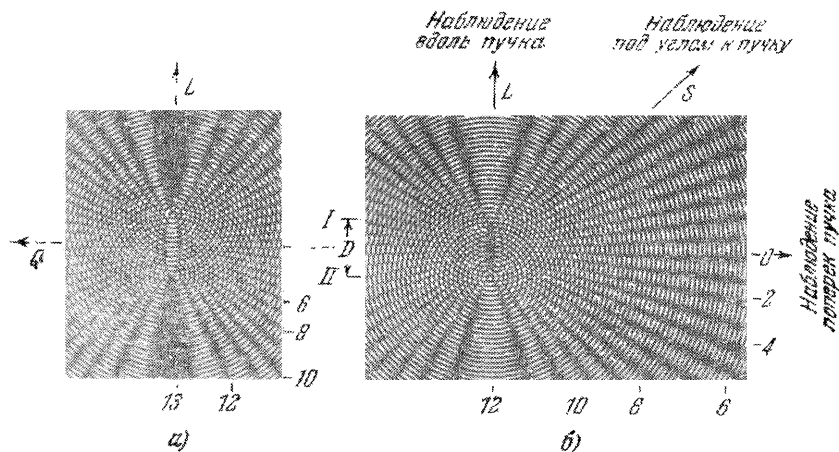


Рис. 125. Модельный опыт по наблюдению вдоль и поперек пучка и под углом к нему при интерференции двух цугов волн.

Два цуга волн, вычерченных на стекле, проецируются один поверх другого, a — расстояние D между волновыми центрами равно целому четному числу $\lambda/2$; b — это расстояние равно целому нечетному числу $\lambda/2$ (картина b была впервые нарисована Томасом Юнгом (1801—1802 г.)).

§ 46. Пространственное интерференционное поле с двумя отверстиями в качестве волновых центров. Наблюдение поперек пучка. Этот классический опыт, осуществленный Томасом Юнгом ¹⁾ в 1807 г., имеет не только исторический интерес, но сохраняет и поныне важное практическое значение (см. § 57). Для

¹⁾ Томас Юнг (1773—1829 г.) учился в Геттингене, затем он переехал в Лондон, где занимался врачебной практикой; это был исследователь редкой универсальности, внесший существенный вклад даже в расшифровку египетских иероглифов. Юнг первый определил в 1802 г. длины волн, соответствующие отдельным областям спектра, исследуя интерференционные полосы в тонких клинообразных пластинках (см. § 50). Он нашел, например, для длин волн, отвечающих границам видимого спектра, значения 0,7 мк (красные лучи) и 0,4 мк (фиолетовые). Уже в 1803 г. он сфотографировал интерференционные полосы в ультрафиолетовом свете на бумаге, пропитанной азотнокислым серебром!

того чтобы сделать из одной волновой группы две, Юнг пользовался двумя отверстиями (круглыми или щелевидными). На рис. 126 волновыми центрами служат два отверстия S_1 и S_2 . Слева от них падают практически плоские волны, которые исходят из источника света — освещенной сзади щели S_0 , удаленной от отверстий примерно на 1 м. Таким путем получают два отдельных световых пучка. Из геометрического построения лучей (оси пучков на рис. 126 изображены пунктиром) видно, что оба световых пучка не могут пересекаться и, следовательно, не могут интерферировать. Однако в действительности каждый пучок расходится вследствие дифракции. Ход пучков наглядно виден в модельном опыте (рис. 127). Таким



Рис. 126. Схема интерференционного опыта Томаса Юнга.

Красный светофильтр. K — дуговая лампа (ср. конец § 45). Интерференционная картина сфотографирована на рис. 128. Ширина щели $2y=0,25$ мм. Здесь $\sin u \approx 3,5 \cdot 10^{-4}$ и поэтому $2y \sin u$ равно по порядку величины 10^{-4} мм, т. е. еще мало по сравнению с $\lambda/2$.

Однако в действительности каждый пучок расходится вследствие дифракции. Ход пучков наглядно виден в модельном опыте (рис. 127). Таким

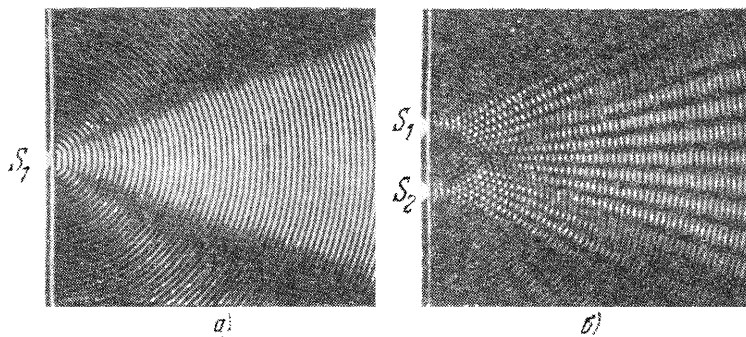


Рис. 127. Два модельных опыта, иллюстрирующих интерференционный опыт Юнга.

a — расходящийся световой пучок, выходящий из одной щели; b — сечение пучков, выходящих из двух щелей. Наблюдение поперек пучка. Для получения b два нанесенных на стекло изображения a наложены друг на друга.

образом, оба световых пучка (см. рис. 126) в действительности пересекаются уже на расстоянии в несколько метров за щелями S_1 и S_2 . На этом расстоянии или несколько дальше в пространственном интерференционном поле ставят экран и на

нем получают интерференционные полосы. Интерференционная картина, показанная на рис. 128 (натуральная величина), сфотографирована на расстоянии 5 м от щелей (наблюдение поперек пучка). Для углового расстояния α_m максимума m -го порядка получается

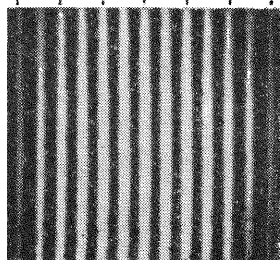
$$\sin \alpha_m = m\lambda/D, \quad (43)$$

где D — расстояние между щелями S_1 и S_2 .

Имеется несколько вариантов этого опыта: можно, например, убрать на рис. 126 щель S_0 , а щель S_2 заменить зеркальным изображением щели S_1 (Ллойд, 1837 г.). Можно также добиться наложения исходящих из щелей S_1 и S_2 волн, отклоняя их призмами с очень малым отклоняющим углом в сторону оси симметрии.

Порядковый номер m максимума

-6 -4 -2 0 +2 +4 +6



-6 -4 -2 +2 +4 +6

Порядковый номер m минимума

Рис. 128. Короткий продольный участок, вырезанный из интерференционной картины, наблюдаемой по схеме Юнга на экране, удаленном на 5 м.

Лучи падают на экран перпендикулярно. Натуральная величина, красный свет, позитив.

§ 47. Пространственное интерференционное поле с двумя зеркальными изображениями в качестве волновых центров. Наблюдение вдоль пучка. У интерференционного опыта Томаса Юнга есть один недостаток: видимость интерференционных полос недостаточна для того, чтобы их можно было продемонстрировать широкому кругу зрителей; поперечник источника света $2y$ должен быть малым для того, чтобы удовлетворить условию когерентности. Если ширина $2y$ щели S_0 очень велика — полосы исчезают. Большие размеры источника света требуют очень малого угла раскрытия u . Такой угол можно

получить, применяя в качестве волновых центров два *зеркальных изображения*. Создадим их при помощи плоскопараллельной пластинки.

На рис. 129, *a* изображена плоскопараллельная пластинка толщиной d . K — лампа, загороженная сзади и с боков коробочкой R . Световой пучок сильно расходится. Он отражается как от передней, так и от задней стороны пластинки. Поэтому к экрану идут один за другим два пучка. Оба зеркальных изображения лампы служат волновыми центрами I и II . Возникают кольцеобразные интерференционные полосы.

Условие когерентности должно выполняться только для тех элементарных пучков, угол раскрытия которых равен $2u$ (см. рис. 129, а). Если толщина пластинки d мала, то

$$u \approx (d \sin 2\beta)/2A. \quad (44)$$

Вывод уравнения (44). При достаточно тонкой пластинке, пренебрегая преломлением, можно написать (см. рис. 129, а)

$$\sin 2u = \frac{Z}{(A+B)/\cos \beta} = \frac{2d \sin \beta \cos \beta}{A+B} = \frac{d}{A+B} \sin 2\beta.$$

Для малых углов u имеем $\sin 2u \approx 2u$. Кроме того, можно пренебречь величиной B по сравнению с A . Тогда получим уравнение (44).

Для тонких пластинок, например для листочка слюды толщиной около 0,04 мм, величина $\sin u$ может оказаться очень

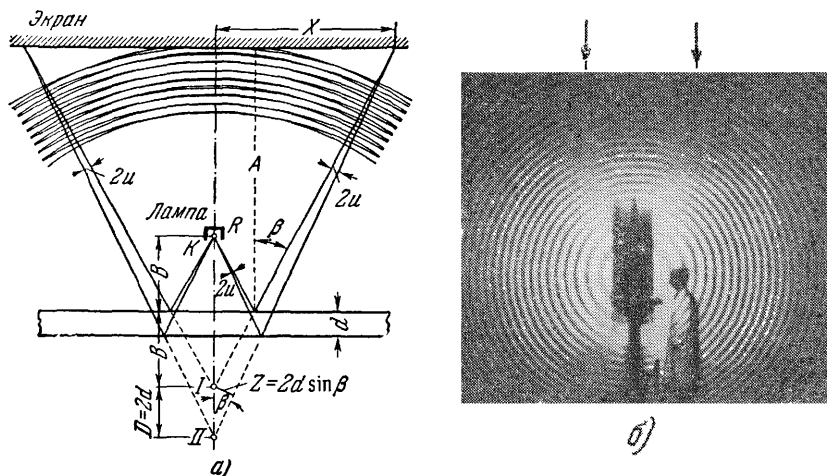


Рис. 129. В интерференционном опыте автора объемное интерференционное поле создается плоскопараллельной пластинкой при расходящихся световых пучках.

а — ход лучей в опыте; б — наблюдаемая картина. Расстояние между лампой и пластинкой равно нескольким сантиметрам, между лампой и экраном — нескольким метрам. Наблюдение вдоль пучка (см. рис. 125). Если диаметр лампы $2u$ достаточно мал, то участки интерференционных колец можно получить на матовом стекле даже в непосредственной близости от поверхности пластинки.

малой, порядка 10^{-6} . Тогда источник света размером в несколько сантиметров сохраняет способность вести себя как «точечный источник». Можно, например, воспользоваться маленькой ртутной лампой. Именно таким образом получена интерференционная картина, изображенная на рис. 129, б. Она покрывает всю поверхность стены большой аудитории. Этот эффектный опыт не требует никакого налаживания.

Такой опыт, разумеется, можно проделать и с тонкой *воздушной пластинкой*. При этом в качестве источника света можно взять даже угольную дугу (белый свет!). Воздушная пластинка, кроме того, имеет то преимущество перед слюдяной, что, в отличие от последней, она не дает некоторых искажений, связанных с двойным лучепреломлением. (Эти искажения видны на рис. 129, б под стрелками.)

Обозначим угловой размер β интерференционного кольца, которому отвечает порядковое число m , т. е. разность хода $\Delta = m\lambda$, через β_m . Тогда для воздушной пластинки толщиной d справедливо с хорошим приближением¹⁾ соотношение

$$\cos \beta_m = m\lambda/2d. \quad (45)$$

Число колец N ограничено и равно $N = 2d/\lambda$. Самое внутреннее кольцо имеет наибольшее порядковое число, а именно $m = 2d/\lambda$.

Интерференцию можно наблюдать не только в падающем, но и в проходящем свете. При этом интерферируют друг с другом прямой и дважды отраженный световые пучки. Однако амплитуды их групп волн далеко не одинаковы, и поэтому минимумы отнюдь не столь темны, как в случае падающего света. Описанный способ наблюдения применим и в большинстве тех опытов, которые будут описаны в следующих параграфах.

§ 48. Интерференционные полосы в фокальной плоскости линзы. В §§ 46 и 47 речь шла о пространственном интерференционном поле. Здесь интерференционные полосы «улавливаются» подставленным экраном в любом месте поля. Вводя линзу, в простейшем случае — глаз, можно локализовать

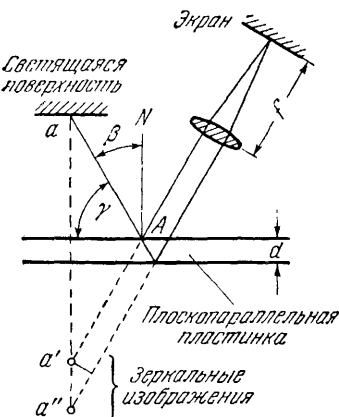


Рис. 130. К наблюдению участков интерференционных кривых равного наклона.

Необходимо выбирать светящуюся поверхность не слишком малой, ибо от ее размера зависит диапазон значений β , а следовательно, и число возникающих интерференционных полос.

интерференционные полосы в *плоскости*. В качестве первого примера разберем интерференционные полосы в *фокальной плоскости* линзы. Рис. 129, а дает представление о предельном случае: если расстояние A до экрана «бесконечно велико», то угол $2u = 0$ и оба луча, идущие к экрану, становятся параллельными друг другу. «Бесконечно» удаленный экран можно заменить экраном, расположенным в фокальной плоскости линзы. Тогда мы приходим к схеме, представленной на рис. 130.

¹⁾ Здесь мы пренебрегаем совершенно несущественным в данной связи скачком фазы, возникающим при отражении волн от оптически более плотного вещества.

На рис. 129, *a* область возможных значений β определяется только размерами плоскопараллельной пластинки, тогда как на рис. 130 она зависит, кроме того, от размера источника света. При $u=0$ этот размер, согласно условию когерентности (см. уравнение (42)), может быть сколь угодно большим. Обычно пользуются большими объектами, освещенными светом ртутной или натриевой лампы (экран из белого картона, стена комнаты, мебель и т. п.)

Во всех случаях получают лишь участок системы круглых интерференционных колец. Вместо линзы и экрана можно пользоваться ненапряженным (аккомодированным на бесконечность) глазом. Глаз можно придвинуть как угодно близко к плоскопараллельной пластинке. В самом деле, интерференционные полосы локализованы не в месте изображения пластинки или светящейся поверхности, а там, где находится изображение бесконечно удаленной плоскости. Глаз в той же мере неспособен локализовать эту плоскость и интерференционные полосы, в какой он не может, например, локализовать луну, видную сквозь маленькое окошко.

Если желательно получить в фокальной плоскости линзы полную систему концентрических интерференционных колец, то следует воспользоваться установкой, в которой линза окружена светящейся поверхностью. Пример такой установки приведен на рис. 131. Здесь линзой является глаз, аккомодированный на бесконечность.

Как на рис. 130, так и на рис. 131 каждый луч, испускаемый какой-либо точкой светящейся поверхности, например, *a* расщепляется после двух отражений на пару параллельных друг другу лучей. Эти лучи исходят из зеркальных изображений *a'* и *a''* точки *a*. Линза сводит все пары лучей с одинаковым углом наклона β в одно и то же место фокальной плоскости, например на сетчатку глаза, аккомодированного на бесконечность; положение точки *a*, из которой вышла какая-либо пара лучей, не играет никакой роли. В случае воздушной пластинки разность

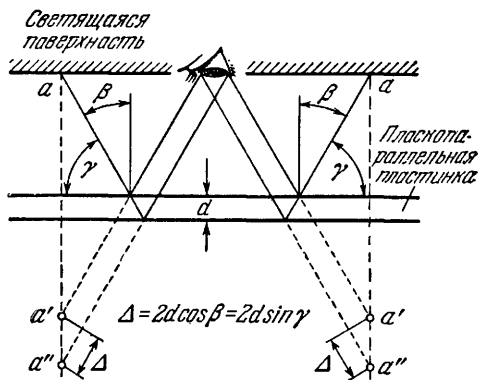


Рис. 131. К визуальному наблюдению целой системы колец, представляющих собой интерференционные кривые равного наклона.

Светящейся поверхностью служит освещенная белая картонка, в середине которой проделано отверстие. В качестве плоскопараллельной пластинки можно взять листок слюды. При выполнении этого опыта удобно ставить пластинку и картонку вертикально.

хода $\Delta = m\lambda$ для каждой пары лучей дается (в данном случае строго) уравнением (45). Для пластинки с показателем преломления n получим

$$\Delta = m\lambda = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 \beta_m}. \quad (46)$$

(Здесь порядковое число m — целое число. При $\Delta = m\lambda$ получится максимум, при $\Delta = (m - \frac{1}{2})\lambda$ — минимум.) Вывод этой формулы легко получить из рассмотрения рис. 132. Приведем его:

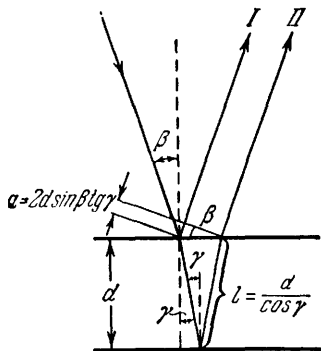


Рис. 132. К выводу уравнения (46).

$$\Delta = 2nl - a = \frac{2nd}{\cos \gamma} - 2d \sin \beta \operatorname{tg} \gamma$$

или

$$\Delta = 2d \frac{n - \sin \beta \sin \gamma}{\cos \gamma}.$$

Поскольку

$$\cos \gamma = \sqrt{1 - \sin^2 \gamma} \quad \text{и} \quad \sin \gamma = \frac{\sin \beta}{n},$$

получим

$$\Delta = 2d \frac{n - \frac{\sin^2 \beta}{n}}{\sqrt{1 - \frac{\sin^2 \beta}{n^2}}},$$

или

$$\Delta = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 \beta}.$$

Здесь не учитывается скачок фазы, возникающий при отражении волн от оптически более плотной среды. В условиях, в которых применяются кривые равного наклона, этот скачок не играет никакой роли.

Таким образом, разность хода для данной пластинки ($d = \text{const}$) определяется только углом наклона β_m . Поэтому говорят о *интерференционных кривых равного наклона* (В. Хайдинггер, 1849 г., О. Луммер, 1884 г.). Они играют важную роль в исследовательской работе и в технике.

§ 49. Увеличение резкости интерференционных полос. Интерференционная микроскопия. Полосы Мюллера. В «Механике» мы начали с рассмотрения интерференции с двумя волновыми центрами. Затем была описана интерференция с тремя и большим числом эквидистантных центров, расположенных в виде упорядоченной решетки. При подобном увеличении числа центров интерференционные полосы становятся более резкими, но не изменяют своего положения (см. «Механика»). Эти опыты были осуществлены с помощью двух устройств (см. «Механика»). Для световых волн мы пока воспользуемся только одним из подобных устройств, иначе в § 64 нам придется повторяться.

В качестве отправной точки возьмем рис. 130, но дополним его (рис. 133) симметричным устройством для проходящего света (линза II). Кроме того, позаботимся о таких полупрозрачных отражающих слоях (созданных, например, серебрением) на обеих поверхностях пластинки, чтобы падающий луч достигал фокальных плоскостей линз не только по путям 1, 2 и 1', 2', но также и по путям 3, 4, 5, ... и 3', 4', 5', ... Таким образом, интерференционная полоса, соответствующая углу падения β , будет в данном случае образована не двумя, а большим числом интерферирующих пучков света с осями 1, 2, 3, ... и 1', 2', 3', ...

Если такая полупосеребренная пластинка работает на просвет, то она дает узкие светлые интерференционные полосы на темном фоне. При работе в отраженном свете получаются под теми же углами узкие темные интерференционные полосы на светлом фоне (рис. 134). Как всегда, интерференционные картины в проходящем и в отраженном свете дополнительны друг другу; иначе говоря, при их наложении получается бесструктурная светящаяся поверхность (ср. § 53).

Такие интерференционные кривые с повышенной резкостью используют в настоящее время в известном издавна методе интерференционной микроскопии (Дж. Сиркс, 1893 г.). С помощью этого метода исследуются области, в которых «длина оптического пути», т. е. произведение показателя преломления n на толщину слоя d , слегка отличается от этой длины в окружающем ее пространстве. В качестве простого примера укажем на частный случай, когда при $n = \text{const}$ измеряют толщины тонких слоев (см. рис. 134).

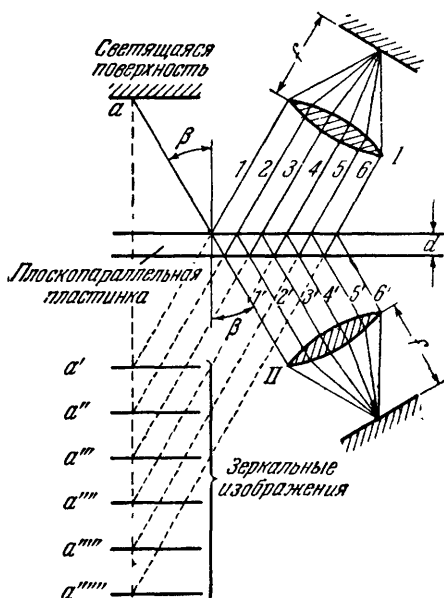


Рис. 133. К вопросу о повышении резкости интерференционных полос при использовании множества волновых центров, полученных зеркальным отражением.

Здесь же приведена схема спектрального прибора Фабри — Перо (1897 г.).

Сдвиг интерференционной полосы на $1/100$ расстояния между полосами означает при *мономатическом* освещении ($\lambda=0,6 \text{ мк}$) изменение толщины профиля на $3 \cdot 10^{-9} \text{ м} = 30 \text{ \AA}$.

В новейших применениях интерференционной микроскопии вновь приобрел актуальность один старый метод, а именно метод спектрального разложения интерференционных полос

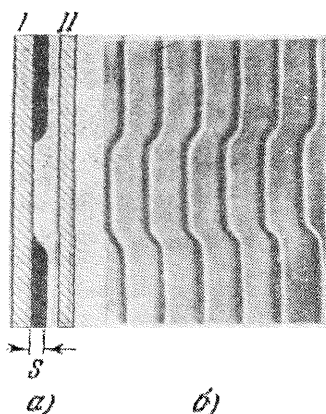


Рис. 134. К применению метода интерференционной микроскопии.

Ступенчатый профиль тонкого воздушного слоя (а) дает интерференционную картину (б). Толщина напыленного слоя $S=0,1 \text{ мк}$. Посеребрянный слой не показан, чтобы не загромождать рисунка. В отраженном свете наблюдают резкие темные интерференционные полосы на светлом фоне.

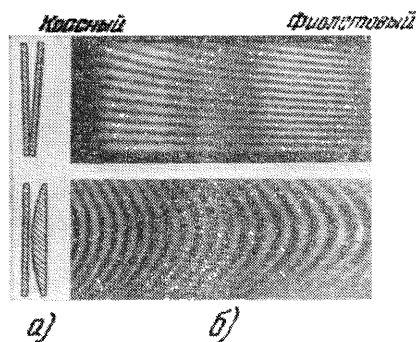


Рис. 135. Профили тонких слоев воздуха (а), обуславливающие интерференционные картины — полосы Мюллера (б).

(полученных в белом свете) путем их отображения на щель спектрального прибора; интерференционные полосы ориентируют перпендикулярно направлению щели. Сплошной спектр при этом прорезывается «полосами Мюллера»¹⁾. Это *разноцветные кривые, отвечающие равному порядковому числу m* . Каждому профилю, перпендикулярному к направлению щели, отвечает определенный вид полосы Мюллера. На рис. 135 приведены два примера. Ступенчатые изменения профиля слоя дают скачкообразные изменения в ходе полос. В случае посеребрянных

¹⁾ См., например, Müller-Pouillet, Lehrbuch der Physik, изд. 8-е, 1886 г. Не следует путать интерференционные полосы Мюллера в сплошном спектре с полосами Тальбота (см. § 76).

поверхностей полосы Мюллера становятся исключительно резкими. С помощью таких полос С. Толанский, исследуя в белом свете поверхности кристаллов, смог измерить изменения профиля в $10^{-9} \text{ м} = 10 \text{ \AA}$, что отвечает уже молекулярным размерам. С помощью простой интерференционной микроскопии он достиг того же, что дает современная электронная микроскопия.

§ 50. Демонстрационный опыт, иллюстрирующий условие когерентности. На рис. 129, а было показано образование двух волновых центров, которыми служат зеркальные изображения,

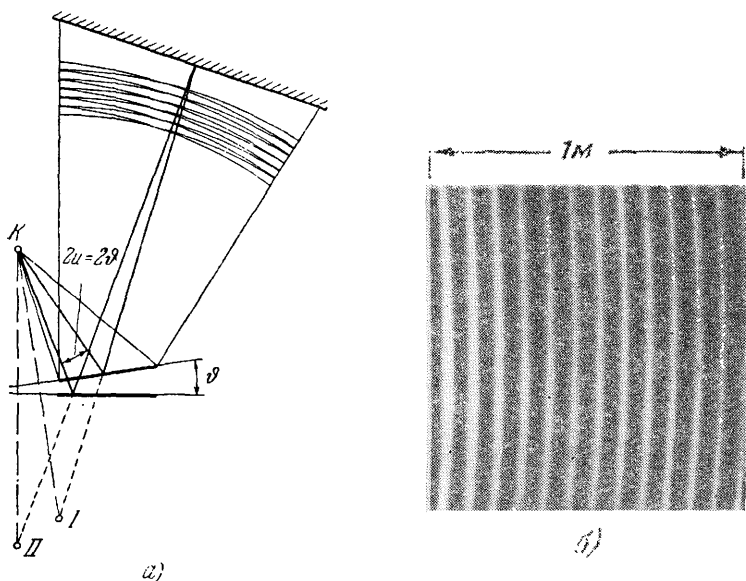


Рис. 136. Интерференционный опыт с двумя поставленными одна за другой стеклянными пластинками (воздушный клин).

а — ход лучей; б — интерференционная картина. Волновыми центрами I и II служат зеркальные изображения протяженного источника излучения K (например, кратера дуговой лампы). Этот опыт не требует никакой юстировки. Две толстые стеклянные пластинки, например, в форме квадратов со стороной 7 см (годятся также плоские основания двух прямоугольных призм) накладывают одну на другую и зажимают между ними с одного конца станиолевую полоску.

полученные с помощью плоскопараллельной пластинки. Вместо последней можно взять клиновидную пластинку. На рис. 136, а показан такой воздушный клин. Точечный источник света K находится сверху слева.

При помощи этого устройства была получена, например, интерференционная картина, показанная на рис. 136, б. Площадь ее поверхности была равна примерно 1 м^2 . Условие когерентности как в случае тонких плоскопараллельных пластинок,

так и в случае тонких клиньев должно выполняться лишь для очень малого угла раскрытия u элементарных пучков. Поэтому

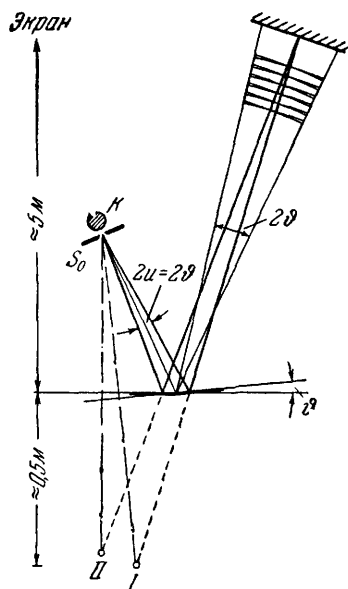


Рис. 137. Схема интерференционного опыта с двумя стеклянными пластинками, поставленными рядом (опыт с зеркалом Френеля, 1816 г.).

Волновыми центрами I и II служат зеркальные изображения узкого щелеобразного источника света. Юстировка затруднительна: поверхности обоих зеркал не должны образовывать ступени в месте стыка. Подобная ступень создала бы дополнительную разность хода, и такая схема стала бы пригодной только для интерференции длинных цугов воли (например, для света натриевой лампы); белым светом в этом случае пользоваться было бы уже невозможно. Участок интерференционной картины на экране, вырезанный в продольном направлении, совпадает с тем, который показан на рис. 128 в натуральную величину.

можно пользоваться источниками света большого размера и показать условие когерентности в демонстрационном опыте. Для этой цели в качестве источника света берется матовая стеклянная пластинка, на заднюю сторону которой падает конический пучок света, создавая круглое освещенное пятно (дуга + линзы + красный светофильтр). Передвигая матовую пластинку вдоль оси конуса, мы можем удобно и наглядно увеличивать размер излучающей матовой поверхности до тех пор, пока интерференционные полосы не исчезнут, несмотря на малый угол раскрытия u .

§ 51. Интерференционный опыт А. Френеля (1816 г.). Курьезно, что многие учебники все еще начинают с описания интерференционного опыта, сделанного Френелем спустя примерно 10 лет после того, как он был описан Юнгом. Установка Френеля (рис. 137) отличается от установки, схематически изображенной на рис. 136, а, тем, что в ней оба зеркала поставлены рядом, а не одно за другим. Это является ее большим недостатком; угловой размер интерференционного поля составляет всего лишь 2ϑ . Вследствие этого угол наклона зеркал ϑ нельзя безгранично уменьшать. В то же время необходимо выполнить условие когерентности (42) для $u = \vartheta$, что ставит верхнюю границу размеру $2u$ источника света S_0 . От этого видимость интерференционной картины ухудшается. В случае установки с клином (см. рис. 136), напротив, угловой размер интерференционного поля не зависит от ϑ , а определяется размерами пластинок. Поэтому при использовании клина угол $\vartheta = u$ можно сделать очень малым, а это позволяет, выбрав большой размер источника света $2u$, получить крупную, хорошо видимую интерференционную картину.

§ 52. Длина волновых групп. Используя красный свет, обычно можно наблюдать интерференционные полосы с порядковым числом до $m = \pm 10$, т. е. с разностью хода до $\Delta = 10\lambda$. Согласно

§ 43, это дает возможность оценить по порядку величин длины волновых групп; волновые группы красного света должны состоять из примерно $N=10$ единичных волн («горб+впадина»).

Интерференционные полосы значительно большего порядка m , с разностью хода Δ , доходящей до многих тысяч длин волн (иногда даже свыше $10^6 \lambda$), можно получить, пользуясь излучением паров некоторых металлов, возбужденных электрическим или термическим путем.

Особенно пригодно здесь излучение технических ламп с парами натрия (электрической дуги между электродами, сделанными не из угля, а из натрия). Этим источникам света мы должны приписать группы волн значительно большей длины. В видимой области спектра группы могут достигать длины от 1 мм до 1 м. Они заключают в себе примерно от $1,5 \cdot 10^2$ до $1,5 \cdot 10^6$ «единичных» волн («горб+впадина»). (См. также рис. 321). Свет с волновыми группами большой длины называют «монохроматическим».

Какими следует представлять себе волновые группы белого света, т. е. излучение раскаленных твердых тел (дуги, лампы накаливания, мельчайших угольных частичек в горячих газах пламени свечи и т. д.)? В белом свете мы тоже видим интерференционные полосы, но это еще ничего не дает для разрешения нашего вопроса. Вследствие различного восприятия нашим глазом различных цветов некоторые области длин волн получают преимущество перед другими, т. е. глаз действует, в конечном счете, «селективно», «избирательно», в еще большей степени, чем красный фильтр.

Подходящий для наших целей приемник излучения не должен оказывать предпочтения никаким спектральным областям: он должен, наоборот, мерить все «одной мерой». Из опыта известно, что это условие выполняется только измерителями излучения, основанными на тепловом действии света (см. § 3),

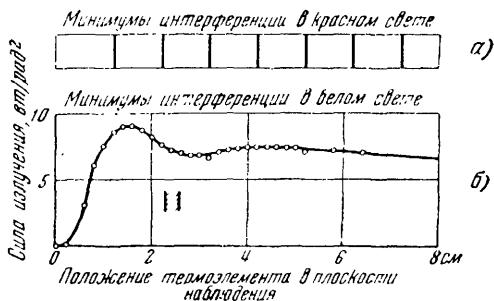


Рис. 138. Интерференция, полученная в белом свете.

а — наблюдение глазом через красный светофильтр; б — регистрация измерителем излучения (термоэлементом). Для получения интерференции использовался воздушный клин между двумя пластинками из фтористого лития, вещества, не поглощающего инфракрасных лучей. Термоэлемент расположен в плоскости экрана; ширина термоэлемента показана штриховкой. Для устранения мешающих отражений обеим пластинкам придана форма плоских клиньев. Кроме того, с верхней пластинки снята фаска для того, чтобы пластинки в начале координат находились в «оптическом контакте». Следовательно, в «нуле» излучение проходит сквозь обе пластинки без отражения.

например, термоэлементом, покрытым сажей. Поэтому нам придется исследовать интерференцию белого света, пользуясь таким термоэлементом. Для этого пригодна, например, установка, приведенная на рис. 136, *a*. Глаз видит систему интерференционных полос как последовательность светящихся разноцветных полос. Термоэлемент же, перемещающийся в поле зрения поперек полос, покажет почти равномерное распределение силы излучения (рис. 138).

Ничто, следовательно, не указывает на периодичность процессов в случае белого света. Его «группы волн» сводятся к кривым с совершенно, или почти совершенно, аperiodическим ходом. Примеры такого рода приведены на рис. 139. Подобную вырожденную группу волн называют импульсом. Смысл амплитуды импульса тот же, что и амплитуды обычной группы волн.

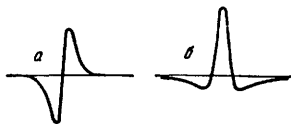


Рис. 139. Группы волн, из статистической последовательности которых можно получить белый свет.

Белому свету приходится, таким образом, приписать беспорядочную последовательность импульсов. Спектральные аппараты (призма, фильтр и пр.) образуют из белого света более или менее монохроматические излучения, и только последним можно приписывать свойства более длинных групп волн (ср. § 75).

§ 53. Перераспределение мощности излучения при интерференции. При интерференции мощность излучения (поток энергии) не уничтожается, а только перераспределяется. То, чего недостает в интерференционных минимумах, появляется в виде добавки в интерференционных максимумах. Проиллюстрируем это двумя примерами, играющими важную роль в современной технике.

1. *Устранение отражения. Просветление оптических поверхностей.* Представим себе, что на стеклянную пластинку *G* нанесен испарением тонкий кристаллический слой (рис. 140, *a*). Кристаллическое вещество выбрано таким, чтобы показатели преломления $n_{\text{воздух}}$ — слой и $n_{\text{слой}}$ — стекло были одинаковыми в определенной области спектра. Тогда от каждой из границ 1 и 2 отражается одинаковая доля мощности излучения, перпендикулярно падающего на них. Подберем, кроме того, толщину кристаллического слоя так, чтобы оба цуга волн, отраженных перпендикулярно вверх, имели разность хода $\Delta = \lambda_m/2$, где λ_m — средняя для данной области спектра длина волны. Тогда в результате интерференции эти волны будут взаимно уничтожаться и поверхность окажется «просветленной», т. е. полностью лишенной отражательной способности для λ_m ; вся мощность излучения, падающего перпендикулярно на границы 1 и 2, будет проникать внутрь стекла *G*. Для спектральных областей, примыкающих с обеих сторон к λ_m , величина Δ лишь приближенно равна $\lambda/2$, и поэтому просветление оказывается не полным, однако все же достаточным для многих практических целей (ср. § 102).

2. *Многослойное зеркало как отражательный светофильтр.* Одна стеклянная поверхность отражает примерно 4% падающей на нее перпендику-

лярно мощности излучения, около 96% мощности проходит через поверхность в стекло (§ 106). Для перераспределения небольшой *отражаемой* доли мощности достаточно *одной* вспомогательной отражающей поверхности, например, поверхности, показанной на рис. 140, а. Для того чтобы перераспределить значительную *проникающую* мощность, т. е. для того чтобы ее отразить, нужно множество вспомогательных отражающих поверхностей. Их получают поочередным напылением (одного на другой) кристаллических слоев двух сортов (рис. 140, б). Каждая граница их раздела отражает как вспомогательное зеркало одну и ту же долю перпендикулярно падающей мощности излучения. Слон

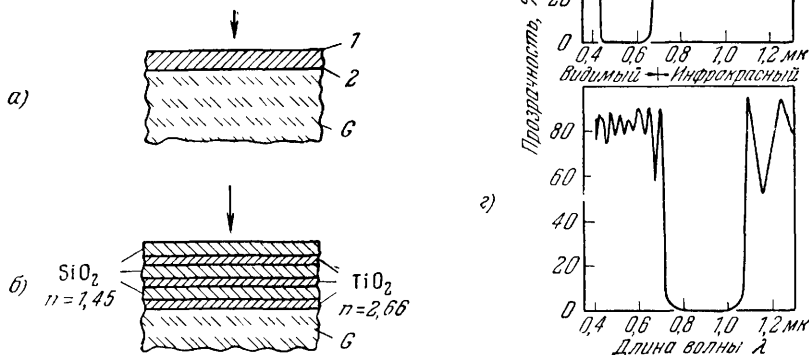


Рис. 140. К вопросу о просветлении оптики.

а — одна отражающая поверхность (просветляющий слой); б — отражательный светофильтр; в — «прозрачность» отражательного светофильтра, пропускающего небольшое количество красного и фиолетового излучения видимой области; г — «прозрачность» светофильтра, пропускающего примерно 80% видимого света, но не пропускающего инфракрасное излучение в интервале от $\lambda=0,8$ до $\lambda=1$ мк.

подбирают так, чтобы для средней длины волны λ_m разность хода Δ в данной, подлежащей отражению спектральной области равнялась λ_m^1). При $\Delta=\lambda_m$ амплитуды отраженных лучей складываются в одинаковой фазе. Таким образом, пользуясь 20 или 30 слоями, изготовляют *отражательные светофильтры*, устраняющие определенные области спектра не в результате поглощения, а за счет отражения. Можно, например, изготовить отражательные светофильтры, не пропускающие видимого света (рис. 140, в) или не пропускающие ближнего инфракрасного света (рис. 140, г).

III. НЕКОТОРЫЕ ЧАСТНЫЕ СЛУЧАИ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ

§ 54. Интерференционные полосы, наблюдаемые с помощью клина и линзы. Плоскопараллельная пластинка и клин одинаково пригодны при создании пространственного интерференцион-

¹⁾ В разность хода Δ включают скачки фазы на $\lambda/2$, претерпеваемые световыми волнами при их отражении от оптически более плотных веществ.

ного поля с помощью двух волновых центров, получаемых отражением; сравним рис. 129 с рис. 136. Однако если интерференционные полосы наблюдаются с помощью линзы, то плоскопараллельная пластинка и клин ведут себя по-разному.

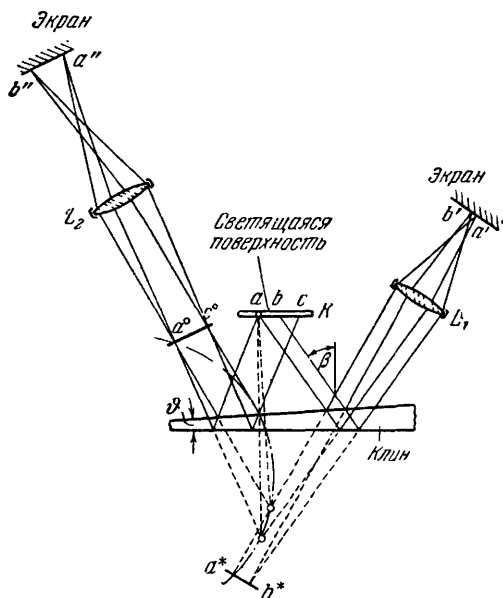


Рис. 141. К получению интерференционных полос в плоскости изображения линзы с помощью клина.

В противоположность опытам, показанным на рис. 129, a и 136, a , источник света всегда должен быть протяженным. На окружности, показанной штрих-пунктиром, лежат соответствующие точкам a^* и a° точки, относящиеся к другим плоскостям в пространстве предметов, которые отвечают другим углам падения β . При многократных отражениях от полупрозрачных посеребренных поверхностей, возникают последовательности лежащих одна за другой плоскостей в пространстве предметов.

зой, то изображение плоскости оказывается прорезанным интерференционными полосами.

Согласно рис. 141 каждому направлению наблюдения отвечает свое особое положение плоскости пересечения. Последняя лежит, если наблюдать со стороны *основания* клина, под клином (a^*b^* , линза в положении 1), а если наблюдение ведется со стороны *ребра* клина — над клином ($a^\circ c^\circ$, линза в положе-

Рис. 141 отвечает рис. 130, но в первом плоскопараллельная пластинка заменена клином. Это незначительное изменение создает, однако, ряд существенных осложнений. Каждый падающий на клин луч снова расщепляется в результате двух отражений на пару соответственных лучей. Однако лучи каждой пары идут теперь к линзе (например, к глазу) уже не параллельно, как на рис. 130, а *расходясь*. Каждая пара имеет свою собственную точку пересечения, например точки a^* или a° . В такой точке лучи данной пары имеют некоторую разность хода, ибо их пути до точки пересечения различны. Каждая совокупность лежащих друг около друга точек пересечения образует плоскость пересечения, например, плоскости a^*b^* или $a^\circ c^\circ$. Если такая плоскость отображается лин-

нии 2) ¹⁾). В обоих случаях расстояние между плоскостью пересечения и клином зависит от угла β . Поэтому для того, чтобы ограничить себя узким интервалом углов β , надо сделать *входной зрачок* малым. Если вместо линзы пользоваться глазом, то, при изменении направления наблюдения, приходится аккомодировать глаз по-разному на разные плоскости пересечения. Интерференционные полосы (например, в натриевом свете) кажутся парящими либо *над* клином (например, в $a^\circ c^\circ$), либо *под* ним (например, в a^*b^*). Лишь при перпендикулярном наблюдении интерференционные полосы представляются совпадающими с поверхностью клина. В случае воздушного клина расстояние от плоскости пересечения до поверхности клина дается соотношением

$$x = d \frac{\sin \beta}{\sin \vartheta} . \quad (47)$$

Для вывода его воспользуемся рис. 142

$$x = \frac{y}{\sin 2\vartheta} = \frac{y}{2 \sin \vartheta} , \quad (1^*)$$

$$\frac{y}{z} = \sin 2\beta = 2 \sin \beta \cos \beta , \quad (2^*)$$

$$\frac{d}{z} = \cos \beta . \quad (3^*)$$

Из (2*) и (3*) имеем

$$y = 2d \sin \beta . \quad (4^*)$$

Из (1*) и (4*) имеем

$$x = d \frac{\sin \beta}{\sin \vartheta} .$$

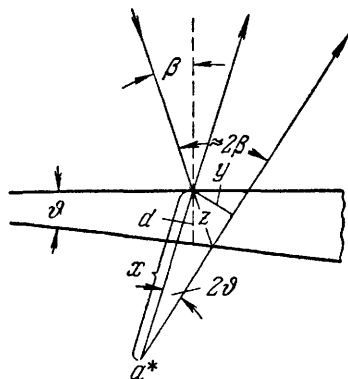


Рис. 142. К выводу соотношения (47).

Для клина с показателем преломления n можно написать

$$x = d \frac{\sin \beta \cos^2 \beta}{\sin \vartheta (n^2 - \sin^2 \beta)} . \quad (48)$$

В частном случае $\vartheta=0$ клин вырождается в плоскопараллельную пластинку. Тогда уравнение (47) дает $x=\infty$, т. е. для «кривых равного наклона» плоскость пересечения находится в бесконечности. В частном случае перпендикулярного падения, т. е. $\beta=0$, получается $x=0$. Тогда плоскость пересечения совпадает с той поверхностью клина, которую свет встречает первой;

¹⁾ В этом вопросе авторы учебников предпочитают плутовать. Изображая, как и на рис. 141, толстые клинья и наклонное падение лучей, они пытаются, пользуясь какими-либо фальшивыми чертежами, показать, что точки пересечения интерферирующих лучей лежат на поверхности клина.

изображение этой плоскости прорезано интерференционными полосами.

На участках клина малой протяженности можно считать толщину его постоянной и, следовательно, применять уравнение (45). Разность хода зависит, помимо толщины клина на данном участке, и от угла наклона, под которым наблюдается клин. При постоянном угле падения и угле отражения β интерференционные полосы направлены вдоль ребра клина; лишь при таких условиях наблюдения можно назвать получающуюся интерференционную картину *«кривыми равной толщины»*.

Согласно уравнению (47), для очень тонких слоев, т. е. при очень малых d , расстояние x для любых углов падения β практически равно нулю. Это значит, что *в очень тонких слоях интерференционные кривые при любом направлении наблюдения локализованы на поверхности слоя*. В свете лампы накаливания или в дневном свете глаз видит полосы разноцветными. Сами слои кажутся окрашенными, и тогда говорят о *«цветах тонких пленок»*. С этим мы часто встречаемся в повседневной жизни. В качестве примера можно назвать цвета тонких пленок масла на воде и мыльные пленки, а также, с известными оговорками (так как здесь примешиваются явления поглощения!), цвета оксидных слоев на светлых металлах (цвета побежалости) и т. д.

О цветах тонких пленок говорится в каждом школьном учебнике физики. Однако дать их правильное истолкование труднее, чем объяснить любое другое интерференционное явление. Часто говорят о *«кольцах Ньютона»*. Мы легко получим их, заменив на приведенном ниже рис. 146 верхнюю плоскость воздушного клина выпуклой поверхностью с очень большим радиусом кривизны, середина которой касается нижней плоскости. Объяснение возникающей при этом интерференционной картины оказывается простым только в том случае, когда свет падает на систему перпендикулярно, а глаз смотрит на пластинку также в перпендикулярном направлении.

§ 55. Стоячие световые волны. Длина волны видимого света имеет порядок 10^{-1} мм. Несмотря на это, возможно — хотя и не в простых демонстрационных опытах — получить стоячие световые волны с помощью метода, аналогичного описанному в § 117 «Механики».

Прижмем, например, светочувствительный слой фотопластинки к жидкому ртутному зеркалу. Свет, падающий перпендикулярно к пластинке со стороны стекла, отражается и вызывает в фотографическом слое участки почернения, расположенные на равных расстояниях друг от друга, составляющих $\lambda/2$. На

рис. 143 показан в сильно увеличенном виде тонкий срез в плоскости, перпендикулярной к плоскости фотопластинки. Почерневшие слои видны хорошо, хотя они образованы отдельными зёрнами серебра.

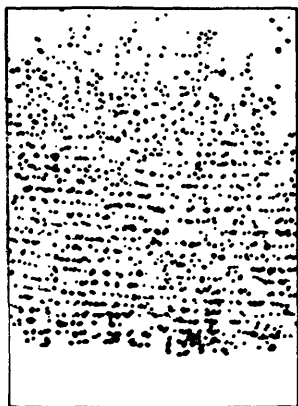


Рис. 143. Доказательство существования стоячих световых волн, полученное фотографическим методом.

Свет падает сверху, ртутное зеркало помещено внизу.

перед зеркалом. Для обнаружения пучностей служит тонкая пластинка, расположенная перпендикулярно к плоскости чертежа. В случае звуковых волн берут мыльную пленку. В пучностях она мутнеет, и области помутнения образуют на пленке эквидистантные полосы. В случае световых волн в качестве пластинки берут какую-либо флуоресцирующую пленочку или же тонкий слой углерода¹⁾. Последний испускает в местах своего пересечения с пучностями электроны и таким образом получается источник электронов, состоящий из эквидистантных полос. Этот источник отображается магнитной линзой в увеличенном виде. Результат показан на рис. 145.

§ 56. Интерференция, возникающая при участии частиц, отклоняющих свет. На рис. 129, а и 130 каждый приходящий из источника света луч изменял свое направление благодаря отражению на передней поверхности плоскопараллельной пластинки и при этом расщеплялся на два элементарных луча. Изменить направление света можно не только отражением, но и дифракцией или рассеянием. Поэтому зеркальное отражение от передней поверхности можно заменить дифракцией или рассеянием на маленьких частицах, расположенных непосредственно перед передней поверхностью пластинки или на самой поверхности.

Другая разновидность подобного опыта, выполненного с короткими звуковыми волнами, была описана в «Механике». На рис. 144 эквидистантные прямые означают пучности стоячих волн

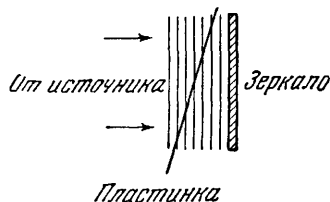


Рис. 144. Доказательство существования стоячих волн, полученное с помощью очень тонкой пластинки, служащей зондом.



Рис. 145. Доказательство существования стоячих волн ультрафиолетового света ($\lambda \approx 250$ мкм), полученное электронно-оптическим методом.

Зондом служит тонкий слой углерода (снимок сделан Мелленштедтом).

¹⁾ Он покоится на тонкой клиновидной подложке из соли, нанесенной испарением на поверхность зеркала.

Возьмем, например, обыкновенное имеющееся в каждом доме зеркало (т. е. отнюдь не плоскопараллельную пластинку, посеребренную с задней стороны) диаметром около 30 см. Стеклоянную поверхность зеркала запылим или натрем пластилином. Маленький источник света поместим перед зеркалом, примерно в 2 м от него, а глаз — на любом расстоянии. На рис. 146

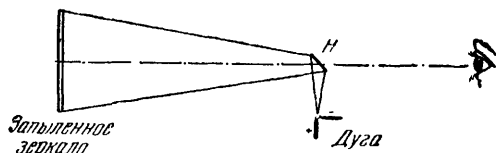


Рис. 146. К визуальному наблюдению интерференционных колец, возникающих на толстых зеркалах с запыленной поверхностью.

Эти кольца, иногда называемые «кольцами Кетле», были уже весьма подробно описаны в «Оптике» Ньютона (1704 г.).

Диаметр колец изменяется с расстоянием от наблюдателя до зеркала. В красном свете обычно легко насчитать 10—15 порядков интерференции. При переходе к наблюдению под углом центр колец сдвигается. В белом свете видно одно светлое нецветное кольцо нулевого порядка и позади него изображенные дуги. Примыкающие к нему с обеих сторон кольца кажутся глазу совершенно черными. За ними следуют остальные кольца, окрашенные в различные постепенно блекнущие цвета.

Интерференционные полосы низких порядков могут возникнуть только при *малой* разности хода. Как же они могут получиться при большой толщине зеркальной пластинки?

Ответ. Вследствие малого различия двух больших разностей хода (Томас Юнг, 1802 г.).

На рис. 147 точка B — одна из многочисленных пылинок, изменяющих направление света.

Как от источника света к частичке B , так и от частички к глазу ведут два пути. По пути I свет лампы приходит к частице B позднее, чем по пути 2. Свет же, рассеянный частицей B , напротив, достигает глаза по пути I^* раньше, чем по пути 2^* . Разность хода Δ между обоими цугами волн будет, таким образом, достаточно мала. Пусть

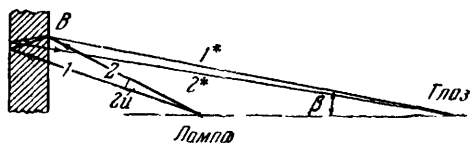


Рис. 147. Возникновение малых разностей хода в толстых зеркальных пластинках.

Преломлением мы здесь пренебрегли. Угол 2α , играющий решающую роль в условии когерентности, очень мал.

Разность хода Δ между обоими цугами волн будет, таким образом, достаточно мала. Пусть

$$\frac{\text{Расстояние до глаза}}{\text{Расстояние до лампы}} = q.$$

Тогда для малых β и γ в предельных случаях $q \gg 1$ и $q \ll 1$ имеем

$$\Delta = \sin^2 \beta \frac{d}{n} (q^2 - 1). \quad (49)$$

В m -м максимуме должно быть $\Delta = \pm m\lambda$; следовательно, для углового расстояния этого максимума получим

$$\sin^2 \beta = \pm \frac{m\lambda n}{d(q^2 - 1)}. \quad (50)$$

Здесь β — угол наклона (см. рис. 147). d — толщина, n — показатель преломления пластинки из зеркального стекла. Знак минус берется для значений $q < 1$.

Отсюда видно, что один и тот же угол β соответствует двум различным значениям q . В одном случае глаз находится перед источником света, в другом — за ним (как на рис. 146). Самое внутреннее кольцо имеет наименьшее порядковое число m ; на рис. 129, б наименьшему m отвечало самое наружное кольцо.

Для вывода уравнения (49) воспользуемся вспомогательным чертежом (рис. 148). На нем для наглядности углы β и γ изображены большими.

Но расчет ведется, в соответствии с действительными условиями опыта, лишь для малых углов; так, например, вместо $\sin \beta$ берется $\operatorname{tg} \beta$ и т. д.

Приведем теперь этот вывод:

$\Delta =$ Оптическая длина пути 2 — Оптическая длина пути 1, т. е.

$$\Delta = (l_2 + nl_4) - (l_1 + nl_3),$$

$$l_2 = 2x \sin \gamma; \quad x = d \operatorname{tg} \gamma' = d \sin \gamma' = \frac{d}{n} \sin \gamma,$$

$$l_2 = \frac{2d}{n} \sin^2 \gamma \text{ и, аналогично, } l_1 = \frac{2d}{n} \sin^2 \beta,$$

$$nl_3 = \frac{2dn}{\cos \gamma'} = \frac{2dn}{\sqrt{1 - \sin^2 \gamma'}} = 2dn \left(1 + \frac{1}{2} \sin^2 \gamma' \right),$$

$$nl_3 = 2dn \left(1 + \frac{1}{2} \frac{\sin^2 \gamma}{n^2} \right) \quad \text{и} \quad nl_4 = 2dn \left(1 + \frac{1}{2} \frac{\sin^2 \beta}{n^2} \right),$$

отсюда

$$\Delta = \frac{d}{n} (\sin^2 \gamma - \sin^2 \beta).$$

Для малых углов β и γ

$$\frac{\sin \gamma}{\sin \beta} = \frac{\operatorname{tg} \gamma}{\operatorname{tg} \beta} = \frac{r}{s} = q,$$

$$\Delta = \sin^2 \beta \frac{d}{n} (q^2 - 1).$$

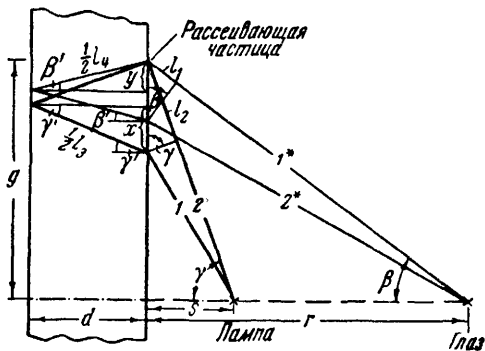


Рис. 148. К выводу соотношения (49)

IV. ПРИМЕНЕНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОГО ОПЫТА ЮНГА. ИНТЕРФЕРОМЕТР

§ 57. **Интерференционный опыт Юнга при фраунгоферовском способе наблюдения.** В интерференционном опыте Юнга центрами волн служат две щели (S_1 и S_2 на рис. 126). Расстояние между ними D в простейшей установке не должно превышать нескольких миллиметров, иначе оба световых пучка не будут перекрываться. Такое маленькое расстояние между щелями часто неудобно. Но от этого ограничения можно освободиться и сделать расстояние между щелями сколь угодно большим. Для этого следует поставить после щелей S_1 и S_2 линзу L_1 (рис. 149). Линза L_1 отклоняет оба расходящихся световых

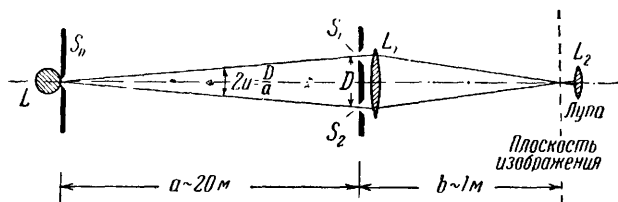


Рис. 149. Схема интерференционной установки Юнга при фраунгоферовском способе наблюдения.

пучка, которые выходят из щелей S_1 и S_2 , в сторону оси симметрии. Тогда они пересекутся в плоскости изображения, имея практически плоские волновые поверхности, но последние будут наклонены друг к другу сильнее, чем в отсутствие линзы. Поэтому интерференционные полосы лежат теперь ближе друг к другу, чем в отсутствие линзы. Полосы рассматривают или с помощью лупы L_2 , или проектируют их в увеличенном виде на матовый стеклянный экран. Совокупность линзы L_1 и лупы L_2 образует *зрительную трубу*. В действительности в большинстве случаев пользуются именно зрительной трубой с двумя щелями S_1 и S_2 перед объективом. Этой установкой мы воспользуемся для двух важных опытов.

1. *Измерение углового расстояния между двумя удаленными точечными источниками света (неподвижными звездами).* Воспользуемся двумя точечными источниками света A и B (рис. 150). Первый источник, взятый отдельно, дает с одной из двух щелей S_1 или S_2 дифракционную картину, изображенную на рис. 151, а. Далее, с *обеими* щелями вместе он дает интерференционную картину, изображенную на рис. 151, б. Второй точечный источник дает такую же интерференционную картину, только смещенную относительно первой на небольшой угол 2ω ,

если смотреть из места нахождения линзы. Середина одной интерференционной картины находится в плоскости изображения в точке A' , середина другой — в точке B' . В обеих

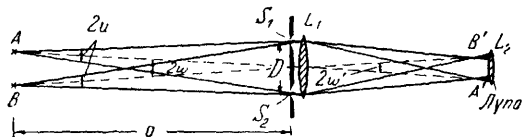


Рис. 150. «Опыт с двойной звездой».

Используется интерференционная установка Юнга с фраунгоферовским способом наблюдения. Искусственными неподвижными звездами или светящимися точками A и B служат изображения двух дуговых ламп в полированной металлической сфере. Красный фильтр.

интерференционных картинах минимумы и максимумы следуют друг за другом на угловых расстояниях $\alpha = \lambda/2D$. В случае

$$2\omega = \lambda/2D \quad (51)$$

максимумы одной системы полос совпадают с *минимумами* другой, и система полос имеет тот же вид, что и дифракционная картина, создаваемая *одной* щелью S_1 или S_2 (см. рис. 151).

Если угол продолжает возрастать, то при $2\omega = \lambda/D$ максимумы одной интерференционной фигуры совпадут с *максимумами* другой фигуры. Снова появляются такие же полосы,

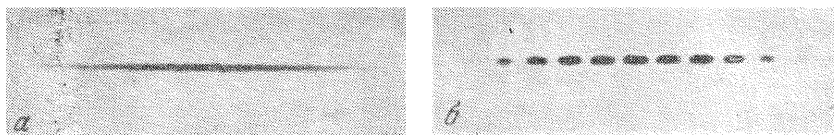


Рис. 151. Дифракционные картины, получающиеся в «опыте с двойной звездой».

a — виден лишь центральный максимум дифракционных картин, показанных на рис. 55 и 56, т. е. дифракционных картин от *одной* щели (S_1 или S_2); b — дифракционные максимумы от двух щелей.

как на рис. 151. С ростом угла этот процесс многократно повторяется, он ограничен лишь числом полос. Подобным способом можно определить угол 2ω , например угол между обеими компонентами двойной звезды.

2. *Измерение поперечника удаленного источника света* (А. Физо, 1868 г.). Поставим в установку, изображенную на рис. 149, натриевую или ртутную лампу L и будем заданным образом варьировать поперечник ее излучающего тела $2y$ при

помощи щелевой диафрагмы S_0 (ср. конец § 45). Расстояние D между щелями S_1 и S_2 также будем варьировать заданным образом: оно определит угол раскрытия u используемого пучка. Очевидно, $\sin u = D/2a$.

При малой ширине щели $2y$ мы наблюдаем интерференционную картину, изображенную на рис. 151, *a*. Щель S_0 , несмотря на свою конечную ширину $2y$, действует все еще как строго точечный (или, вернее, линейный) источник света, ибо условие когерентности

$$2y \sin u \ll \lambda/2 \quad (42)$$

выполнено. Если ширина щели $2y$ увеличивается, то полосы бледнеют. При

$$2y \sin u = \lambda/2 \quad (41a)$$

интерференция пучков, выходящих из S_1 и S_2 , исчезает. Это «самый неблагоприятный» случай, описанный в § 44. Ему отвечает

$$2y = \lambda/2 \sin u = \lambda a/D. \quad (52)$$

Это позволяет определить неизвестную ширину $2y$ источника света через три известные величины.

Численный пример. $\lambda = 5,9 \cdot 10^{-4}$ мм; ширина щелей S_1 и S_2 одинакова и равна 0,4 мм; расстояние между ними $D = 6$ мм; $a = 20,4$ м (сокращено вдвое с помощью зеркала); $\sin u = D/2a = 1,47 \cdot 10^{-4}$. Ширина щели, обозначенной на рис. 149 S_0 , равна 2 мм ($2y = 2$ мм) при первом появлении картины, показанной на рис. 151, *a*.

А. Майкельсон использовал этот метод Физо для измерения поперечников $2y$ ряда близких двойных звезд, расстояние a до которых известно. При этом щели S_1 и S_2 разводились с помощью зеркал на расстояние в несколько метров.

При выполнении демонстрационного опыта возникает помеха, связанная с побочным явлением: если после исчезновения интерференционных полос продолжать расширять щель S_0 далее, то размытые интерференционные полосы появляются еще несколько раз. Это следствие упомянутой в § 44 частичной когерентности.

§ 57а. Оптические интерферометры. Эти приборы служат двум целям.

1. Для возможно более точного сравнения каких-нибудь длин или расстояний (например, масштабов) с длиной световой волны (ср. «Механика», § 3).

2. Для сравнения двух когерентных световых пучков, имеющих разную «предысторию», например, после прохождения их в различных средах.

В простейшем и вполне пригодном для многих целей интерферометре пользуются наблюдением поперек пучка. В нем

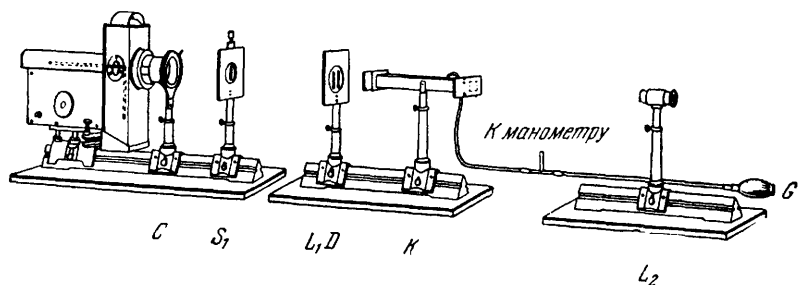


Рис. 152. Интерферометр для измерения показателей преломления газов различной плотности.

Схема его приведена на рис. 149. Каждая из двух щелей D , находящихся непосредственно за линзой L_1 ($f=2$ м), имеет ширину 2 мм. Расстояние между щелями равно 10 мм. Расстояния S_1L_1 и L_1L_2 составляют примерно 4 м. Оба световых пучка проходят сквозь стеклянное окошко, закрывающее газовую камеру K и достаточно сильно выступающее за границу последней. G — резиновая груша.

использован основной опыт Томаса Юнга в форме, показанной на рис. 149. Здесь оба основных пучка за линзой разделяются

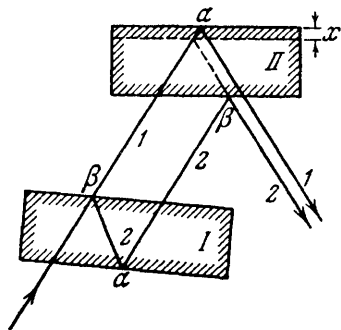


Рис. 153. Схема интерферометра с двумя параллельными световыми пучками, смещенными друг относительно друга.

Действующая толщина x зависит от взаимного наклона обеих пластинок. Если они параллельны, то x , а следовательно, и разность хода световых пучков 1 и 2 равны нулю. Все ненужные и в действительности устранимые диафрагмами отражения на чертеже опущены.

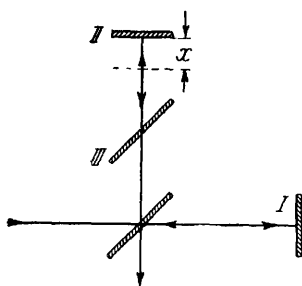


Рис. 154. Интерферометр Майкельсона.

В самых больших моделях таких интерферометров сумма взаимно перпендикулярных путей света доходит до 30 м. Показаны только оси пучков.

уже на несколько сантиметров. Это позволяет пропускать один световой пучок через воздух, другой — через иной газ и затем

сравнивать длины волн в обоих газах. Опыты такого типа будут описаны ниже (см. § 135). На рис. 152 показана применяемая на практике схема подобного устройства.

Во всех остальных интерферометрах используются кривые равного наклона или кривые равной толщины. *Плоскопараллельная* пластинка толщиной x получается в них обычно как *разность* двух пластинок неравной толщины (Т. Юнг, 1817 г.). Это видно, например, на рис. 153, где показаны оси двух параллельных световых пучков, которые смещены один относительно другого. Часто пластинки полностью или частично заменяются зеркалом (например, в α) и полупрозрачным зеркалом (в β). Тогда получается интерферометр Альберта Майкельсона (рис. 154) с двумя световыми пучками, направленными перпендикулярно друг к другу (см. «Механика», рис. 431, и «Электричество», § 176). Действующая толщина пластинки снова обозначена через x . Наклоняя зеркало *II*, можно получить клинообразную пластинку. Пластинка *III*, в сущности говоря, не нужна, но благодаря ей оба световых пучка приобретают равные пути в стекле, что упрощает наблюдения.

ГЛАВА VII ДИФРАКЦИЯ

I. ДИФРАКЦИЯ НА НЕПРОЗРАЧНЫХ СТРУКТУРАХ

§ 58. **Тень.** Ограничение распространяющихся волн препятствиями было подробно рассмотрено в «Механике». Позади экранчика, так же как и позади отверстия, волновое поле имеет сложную структуру. Так, например, позади круглого диска на оси конуса тени всегда имеются волны (см. «Механика»); позади отверстия на оси выделенного отверстием конуса лежат, чередуясь, отрезки, то содержащие, то не содержащие волн. Это можно видеть на модельном опыте, который еще раз воспроизведен на рис. 155. Этот опыт был истолкован в «Механике» с помощью зон Френеля.

Повторим вкратце: на рис. 155 стрелки указывают точки наблюдения P_1 , P_2 , P_3 , которые следует себе представлять находящимися на оси симметрии волнового поля. Для точки P_2 отверстие открывает *четное* число зон Френеля, а именно, две ближайшие к центру зоны ($m=1$ и $m=2$). Два исходящие из этих зон элементарные волны почти полностью уничтожают друг друга в точке P_2 . Напротив, для точки P_3 отверстие открывает *нечетное* число зон Френеля, а именно, три ближайшие к центру зоны (от $m=1$ до $m=3$). Элементарные волны, исходящие из третьей зоны, остаются в точке P_3 нескомпенсированными.

Со световыми волнами все обстоит точно так же. На рис. 156 препятствие, отбрасывающее тень или ограничивающее пучок,

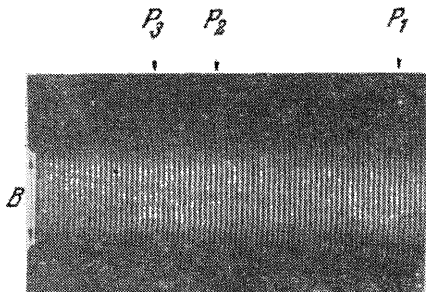
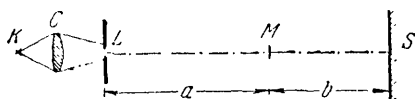


Рис. 155. Модельный опыт, поясняющий образование тени вокруг отверстия (см. «Механика»).

Считаем, что слева широким фронтом набегают плоские волны. Выделяемый отверстием волновой пучок выступает вследствие дифракции за пределы параллельных друг другу границ геометрической тени. Вблизи отверстия волновое поле обнаруживает сложную структуру. Структура на оси пучка объясняется в тексте с помощью зон Френеля.

расположено между точечным источником света L и точкой наблюдения P . Пусть в частном случае $a=b$; тогда для радиуса m -й зоны Френеля r_m имеем (см. «Механика»)



$$r_m^2 = \frac{m\lambda a}{2}. \quad (55)$$

Рис. 156. К сравнению тени от круглого диска и круглого отверстия такой же величины.

Для того чтобы радиусы зон r_m имели у световых волн (рис. 156) тот же порядок величины, что и у волн, используемых в модельных опытах, необходимо, чтобы произведение λa было большим как для

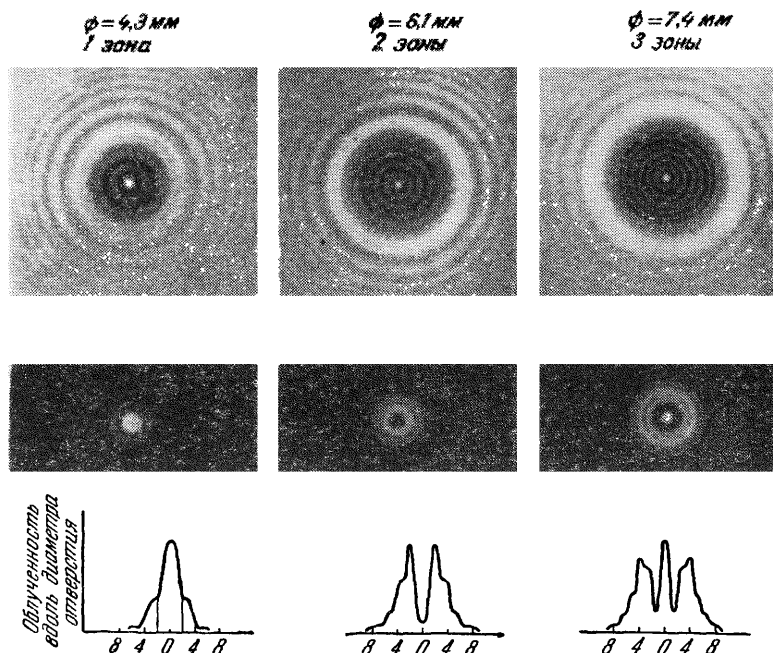


Рис. 157. Различие теней от круглых дисков и круглых отверстий одинакового диаметра.

Вверху — дифракционные картины, создаваемые дисками; в середине — картины, создаваемые отверстиями; внизу — распределение облученности вдоль диаметра дифракционных картин, создаваемых отверстиями. В демонстрационных опытах пользуются красным светом. Для получения фотографии применяются зеленый свет ($\lambda=0,546 \text{ мк}$). Расстояния a и b равнялись 17,5 м. Средние рисунки во второй и третьей строке отвечают сечению, перпендикулярному к оси пучка в точке P_2 (см. рис. 155).

первых, так и для последних (см. рис. 155). Но длина волны видимого света в тысячи раз меньше длины волны в модельных

опытах. Поэтому точки наблюдения для ближайших к центру зон ($m=1, 2, 3, \dots$) располагаются уже не в нескольких сантиметрах от отверстия, а удаляются от него на много метров. Таким образом, на рис. 156 расстояния a и b должны равняться примерно 20 м.

На фотографиях теневых, или дифракционных, картин, полученных с такой установкой (рис. 157), вместо резких краев видны весьма сложные дифракционные структуры. Последние сильно изменяются при изменении расстояний a и b . Во всех случаях дифракционные картины, создаваемые дисками и отверстиями равного размера, далеко не одинаковы. За *отверстиями* всегда наблюдается лишь небольшое число колец. В центре картины при изменении расстояний a и b получаются поочередно максимумы и минимумы. За *дисками* число колец возрастает при уменьшении расстояний a и b , однако центр картины оказывается всегда светлым (Христиан Гюйгенс). В центре тени диска всегда остается светлое пятно. Его называют *пятном Пуассона*. В тени диска оно имеет вид круглого пятнышка, в тени прямоугольной пластинки — прямой полоски и т. д. Пятно Пуассона легко наблюдалось и истолковывалось уже в опытах с теньями, отбрасываемыми водяными волнами (см. «Механика»).

На расстоянии $a=b=11$ км для красного света ($\lambda=0,65$ мк) диаметр центральной зоны составляет $2r_1=12$ см. Это — величина небольшой тарелки. Значит, тарелка задерживает в свободном волновом поле лишь центральную зону; в соответствии с этим, теневое изображение тарелки получается подобным тому, которое приведено на рис. 157 слева вверху с той лишь разницей, что первое самое светлое кольцо имеет диаметр около $1/2$ м.

При возрастании диаметра круглого диска (или круглого отверстия) мы получаем один и тот же предельный случай, а именно полуплоскость. Фотография дифракционной картины, которая при этом получается, показана на рис. 158. Так выглядит любой край прямоугольной тени, если диаметр источника света достаточно мал.

В заключение упомянем о *зонной пластинке*: она изображена в «Механике» в натуральную величину, если ее использовать для световых волн.

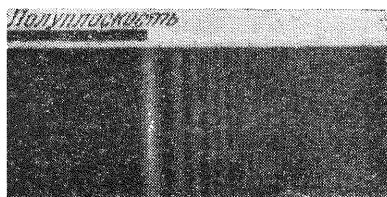


Рис. 158. Дифракционные полосы на границе тени от полуплоскости. Позитив; $a=b=18$ м; красный светофильтр.

§ 59. Дальнейшие сведения о роли дифракции при отображении. Теперь можно развить соображения, которые мы начали излагать в § 16.

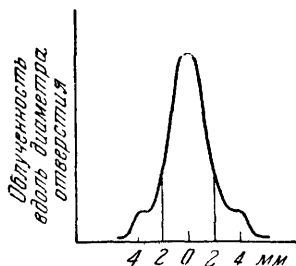


Рис. 159. Распределение облученности в тени круглого отверстия, которое пропускает только $8/10$ центральной зоны Френеля.

Такое отверстие является наилучшим для камеры-обскуры. Диаметр отверстия и расстояния от отверстия до предмета и до изображения, как на рис. 58.

Изображенная на рис. 159 дифракционная картина круглого отверстия представляет собой наилучшую «точку изображения» для камеры-обскуры. Таким образом, отверстие камеры-обскуры должно открывать $8/10$ диаметра первой зоны Френеля (центральной поверхности). Это условие было выполнено в § 16; там отображающая система, т. е. отверстие, имела поразительно большой диаметр, равный 3,5 мм.

Вместо круглого отверстия можно использовать в качестве отображающей системы круглый диск. Точкой изображения служит пятно Пуассона. При этом отпадает ограничение в выборе диаметра диска. На практике берут экваториальную плоскость стального шарика (рис. 160) или посеребренную стеклянную пластинку, на которую нанесен центральный диск, окруженный концентрическими кольцами. Величины их радиусов должны подчиняться статистическому распределению. В этом случае кольца лишь увеличивают число краев, на которых происходит дифракция, не создавая мешаю-

Если диаметр B круглого отверстия делается меньше диаметра $2r_1$ первой зоны Френеля (центральный кружок), то «пьедестал», на котором возвышается максимум, изображенный на рис. 157 слева внизу, понижается. При $B/2r_1 = 0,8$ (как на рис. 159) «пьедестал» почти исчез (на фотографии исчезло отвечающее ему кольцо). При еще меньших значениях $B/2r_1$ максимум дифракционной картины расширяется, и мы получаем знакомое по рис. 40 распределение облученности.

При $a = \infty$ и $b = 1$ м диаметр первой зоны в случае красного света составляет $2r_1 = 0,6$ мм. Поэтому не представляет особого труда (см., например, рис. 42) выделить части первой зоны с помощью круглых или щелевых диафрагм.

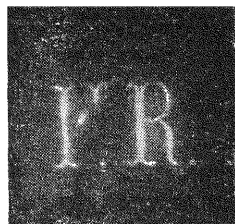


Рис. 160. Изображение в натуральную величину, полученное со стальным шариком в качестве объектива.

Та же установка, что и на рис. 156. Предметом служит металлический шаблон высотой примерно в 7 мм, поставленный вместо диафрагмы L . Диаметр шарика 4 см, $a = 12$ м, $b = 18$ м.

ших фазовых соотношений между отдельными дифрагировавшими цугами волн.

При использовании в качестве отображающих систем отверстия и пластинки с кольцами изображения не локализованы в определенном месте. Они приобретают фиксированную локализацию тогда, когда к круговой симметрии добавляется *радиальное упорядочение*. Последнее имеет место в *зонной пластинке*. На ее оси много света приходит лишь в те точки, в которых встречаются волны, исходящие из двух соседних *прозрачных* колец, с разностями хода в λ , 2λ , 3λ . Тогда *амплитуды* волн, исходящих из n колец, суммируются, и облученность в точке изображения становится в n^2 раз больше той, которая получается от одного кольца. Зонная пластинка, таким образом, «разбрасывает» мощность излучения по нескольким точкам изображения; она действует как линза с несколькими фокусными расстояниями. Это «разбрасывание» мощности устраняется в том случае, когда вводится такое *радиальное упорядочение*, какое имеет место в сплошной *линзе*.

§ 60. Теорема Бабине. Эта теорема послужит нам дальнейшим подспорьем при изучении дифракционных явлений. На рис. 161, *a* приведена схема воображаемого опыта: на отверстие *AB* шириной в несколько сантиметров слева падает слабо расходящийся пучок света. Справа из отверстия выходит световой пучок. Вследствие дифракции его границы немного размыты, это показано штриховкой сбоку от лучей.

Теперь проведем маленькую черточку x . Она означает либо маленькое препятствие, либо в точности равное ему отверстие во второй диафрагме, полностью закрывающей *AB* (на рисунке она не показана).

Если x достаточно мало, то угловое отклонение дифрагированного излучения велико, свет может проникнуть в области *DD'*, которые раньше были темными, и там осветить экран. Дифракционные картины, создаваемые препятствием x (или отверстием x), должны иметь одинаковую структуру. Почему? Дело в том, что при свободном отверстии *AB*, т. е. в отсутствие x , обе дифракционные картины появляются *одновременно*. Сле-

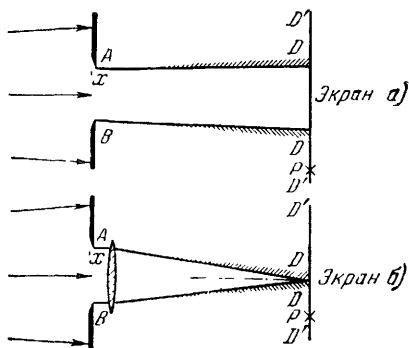


Рис. 161. К выводу теоремы Бабине применительно к френелевскому (а) и фраунгоферовскому (б) способам наблюдения.

довательно, в каждый момент в каждой точке темных областей DD' амплитуды волн, создающих обе дифракционные картины, должны взаимно уничтожаться¹⁾. В случае препятствия и в случае отверстия амплитуды должны быть одинаковы по величине и противоположны по фазе ($\delta = 180^\circ$).

Этот воображаемый опыт привел нас к *теореме Бабине*. Она гласит: если на пути широкого пучка ставить поочередно препятствия и отверстия с одним и тем же сечением и если ограничиться наблюдением той области, которая, в случае свободного пучка, представлялась бы совершенно темной (и, кроме

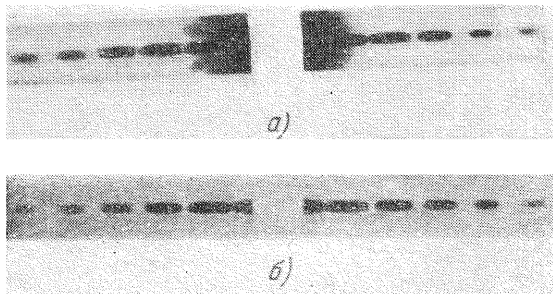


Рис. 162. Дифракционные картины, создаваемые проволокой диаметром 0,5 мм (а) и щелью такой же ширины (б).

Наблюдение по Фраунгоферу, как и на рис. 161, б. Фотографический негатив. Середина картины переэкспонирована, несмотря на предохранительный экранчик. Расстояние до пластинки около 5 м.

того, свободной от дифракции на краях), то в этой области будет наблюдаться дифракционная картина, одинаковая как для препятствия, так и для отверстия.

Теорема Бабине справедлива как для френелевского, так и для фраунгоферовского способа наблюдения. Но при способе Френеля диаметр x должен быть, как правило, меньше 0,11 мм. Лишь в этом случае дифрагировавший свет отклоняется на достаточный угол и может попасть в темную область DD' ²⁾. Но

¹⁾ Корректнее было бы сказать, что уничтожаются не амплитуды, а элонгации. Напомним, что элонгацией в уравнении волны $y = A \sin(\omega t - kx)$ называется сама величина y , которая, в отличие от амплитуды (величины, существенно положительной и постоянной), переменна по величине и знаку. (Прим. ред.).

²⁾ Все дифракционные явления (фотографии которых приведены в верхней части рис. 157) происходят в пределах первичного свободного пучка света. Следовательно, основная предпосылка теоремы Бабине здесь не выполнена, и поэтому дифракционные картины для диска и для отверстия оказываются совершенно различными.

один-единственный диск столь малого размера или же одно столь же малое отверстие дадут лишь крайне слабую дифракционную картину. Только тысячи таких частичек или отверстий способны дать картину, хорошо видимую глазом.

При использовании фраунгоферовского способа наблюдения нужно заменить рис. 161, *а* на рис. 161, *б*. В этом случае свободный пучок света, вышедший из отверстия *AB*, сжимается в узкую область в «точке изображения». Темные области *DD'* вплотную подходят с обеих сторон к линии симметрии, показанной пунктиром. Вследствие этого даже *мало* отклоненные дифракционные полосы, создаваемые *большими* препятствиями или отверстиями *х*, попадают в темные области *DD'*. При этом уже *одно* препятствие или *одно* отверстие даст хорошо видимую дифракционную картину. В качестве примера на рис. 162 приведена картина фраунгоферовской дифракции от проволоки и от щели, ширина которой равна диаметру проволоки. При наблюдении центр дифракционной картины заслоняется маленьким предохранительным экранчиком.

§ 61. Дифракция на многих беспорядочно расположенных отверстиях или частицах. При фраунгоферовском способе наблюдения используются точечным источником света, расположенным на оси линзы и удаленным от последней на большое расстояние. Отверстие, создающее дифракцию, помещают непосредственно перед линзой. Дифракционная картина появляется в фокальной плоскости. Вид ее для маленького круглого отверстия (например, с диаметром, равным 1,5 мм) нам уже знаком по рис. 57. *Положение дифракционной картины не зависит от боковых перемещений отверстия, на котором происходит дифракция.* Различные участки линзы всегда дают картину, симметричную по отношению к оси линзы. Это приводит к одному следствию, имеющему важное практическое значение. Заменим одно круглое отверстие множеством маленьких отверстий (около 2000 отверстий диаметром 0,3 мм в кружке диаметром 5 см), расположенных возможно более беспорядочно. Тогда наблюдаются два явления (рис. 163).

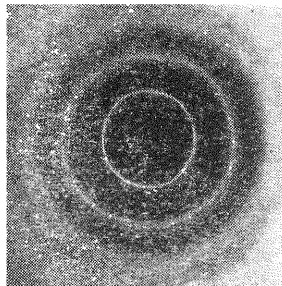


Рис. 163. Дифракционная картина множества беспорядочно расположенных круглых отверстий одинаковой величины.

Фраунгоферовский способ наблюдения. Фотографический негатив. Маленькое изображение точечного источника света в центре снимка исчезло при репродукции снимка.

1. Дифракционная картина имеет такой же вид, как и в случае одного маленького отверстия, но теперь она хорошо видна

и может рассматриваться одновременно многими наблюдателями. Дифракционные картины, создаваемые всеми отверстиями, складываются, практически не влияя одна на другую. Объясняется это следующим образом. Хотя световые пучки от двух или большего числа отверстий могут интерферировать друг с другом и образовывать дополнительные интерференционные полосы, но разность хода для всех таких комбинаций различна. Поэтому максимумы и минимумы дополнительных полос налагаются друг на друга, в результате чего в среднем все остается

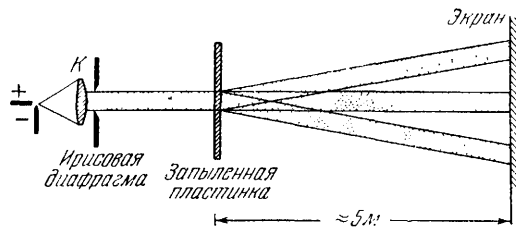


Рис. 164. К демонстрации дифракционной картины от множества беспорядочно расположенных шариков одинаковой величины при френелевском способе наблюдения.

При использовании указанного на рисунке расстояния дифракционная картина получается такой же, как и в случае фраунгоферовского способа наблюдения с линзой и сходящимися волнами волновые пучки, отклоненные вбок в результате дифракции, четко отделяются от первичного пучка (пучка нулевого порядка) даже в отсутствие линзы (см. § 12). Многие авторы считают это хорошим *разделением* пучков отличительным признаком фраунгоферовского способа наблюдения

образом. В направлении своих осей световые пучки могут интерферировать друг с другом, причем разность их хода, обусловленная длиной их пути в стекле, постоянна для каждой зоны линзы; поэтому световые пучки могут создавать изображение источника света.

В области применимости теоремы Бабинне маленькие препятствия дают такую же дифракционную картину, как и отверстия того же размера. Поэтому беспорядочно расположенные отверстия можно заменить беспорядочно расположенными дисками, а последние в свою очередь — маленькими шариками. Распылим на стеклянную пластинку семена плауна (ликоподия) — крохотные шарики диаметром около 30 мк. Для длины волны 0,65 мк (красный свет) направление на первый дифракционный максимум составляет с нормалью к пластинке угол около $1,3^\circ$ (см уравнение (17)). Поэтому удобно применять

неизменным, если не считать слабой радиальной структуры. Последняя появляется вследствие статистических флуктуаций в распределении отверстий. Значит, она может исчезнуть лишь в предельном случае бесконечно большого числа отверстий.

2. В середине дифракционной картины появляется изображение источника света, очерченное со всей резкостью, на которую способна линза с данным отверстием. Объясняется это следующим

френелевский способ наблюдений и получать дифракционные кольца на экране. Соответствующая схема установки показана на рис. 164.

II. ДИФРАКЦИЯ НА ПРОЗРАЧНЫХ СТРУКТУРАХ

§ 62. Радуга. Маленькие шарики лycopодия были беспорядочно распределены по поверхности плоской стеклянной пластинки. Можно также воспользоваться беспорядочным распределением шариков в объеме. Такое распределение существует и в природе — мелкие водяные капельки тумана или облаков. Туман легко приготовить искусственным путем: для этого в стеклянный шар помещают небольшое количество воды и воздушным насосом быстро уменьшают давление воздуха; это приводит к охлаждению воздуха, к пересыщению водяного пара и тем самым к образованию капель. Такой стеклянный шар помещают на место запыленной стеклянной пластинки (см. рис. 164). Диаметр колец меняется в зависимости от диаметра капель. Величина капель возрастает с течением времени; это хорошо прослеживается по сокращению диаметров дифракционных колец.

При количественном рассмотрении этого явления капли воды, конечно, нельзя считать непрозрачными дисками. Нужно принимать во внимание также и лучи, проходящие через эти шаровидные капли. Так мы подходим к первому из примеров явления дифракции на прозрачных структурах.

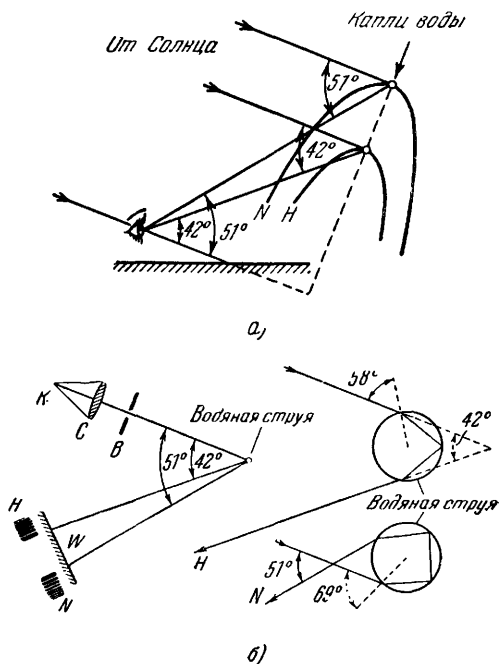


Рис. 165. Схема главной (H) и вторичной (N) радуг (a) и модельный опыт, показывающий их возникновение (б).

Экран W надо считать перпендикулярным к плоскости чертежа. На нем появляются обе системы интерференционных полос H и N. Для визуального наблюдения потребовалось бы целое «облако» параллельных водяных струй. Только в этом случае в зрачок глаза попадали бы одновременно интерференционные полосы различных порядков из обеих «радуг».

Начнем с фактов, относящихся к радуге (рис. 165, *a*).

1. Главная радуга появляется лишь тогда, когда Солнце находится невысоко над горизонтом, не выше чем 42° над ним.

2. Центр радуги находится на прямой, соединяющей Солнце с глазом наблюдателя.

3. Вокруг этой линии симметрии располагается дуга величиной приблизительно в 42° , причем, как правило, цвета располагаются (считая от наружной ее поверхности к внутренней) в следующем порядке: красный, желтый, зеленый и голубой. Далее, следует несколько постепенно бледнеющих красноватых и зеленоватых дуг («вторичные радуги»). Последовательность цветов несколько походит на их последовательность в спектре.

4. Вторая система дуг — вторичная радуга, наклонена относительно плоскости симметрии на 51° . Ее цвета такие же, как и у главной радуги, но они обычно бледнее. Красный цвет находится внутри, затем (в направлении внешней поверхности) следуют желтый, зеленый и т. д.

Объясняются эти явления совместным действием преломления и дифракции на беспорядочно расположенных шарообразных капельках воды. Суть дела легче всего понять из модельного опыта (рис. 165, *b*). Здесь капля воды заменена тонкой струйкой воды (диаметром около 1 мм), вытекающей из крана. Солнце заменено линейным источником света (щелью, освещенной красным светом). На место глаза помещают экран W , на котором появляются две типичные дифракционные картины H и N . В случае белого света возникает уже знакомое нам перекрытие картин. При изменении диаметра струи удается получить разнообразные последовательности цветов. Этим методом можно воспроизвести все наблюдаемые в атмосфере явления, в том числе почти бесцветную радугу, создаваемую туманом с очень мелкими капельками воды.

Этот модельный опыт затем дополняют элементарным расчетом сначала для главной радуги H . Пусть параллельный ограниченный пучок лучей падает на каплю воды (рис. 166). Начертим несколько параллельных лучей (1—7) этого пучка и проведем перпендикулярно к ним плоский фронт волны XX . Вычислим для этих лучей путь сквозь каплю воды, применяя дважды закон преломления и один раз закон отражения. Теперь наступает самый существенный момент. Вычислим для какого-нибудь из этих лучей оптическую длину пути между двумя точками X и Y . Для этого разделим участок XU луча на два отрезка S_W и S_L , которые луч проходит соответственно в воде и воздухе, умножим S_W на показатель преломления воды $n=1,33$ и образуем сумму $n S_W + S_L = L$. Затем выберем на всех остальных лучах точки Y таким образом, чтобы для всех лучей

оптические пути, от X до Y , равнялись L . Линия, соединяющая выбранные таким способом точки Y , определяет форму поверхности волны после прохождения светом водяной капли. Вместо одной плоской волновой поверхности мы получаем две изогнутые поверхности, соединяющиеся в точке Y' . Слева от вычисленного фронта волны (YY') в J тонкими линиями показаны некоторые из более ранних фронтов волн. Их пересечения дают дифракционные полосы, изображенные на рис. 165, б в H . Полосы, наблюдающиеся во вторичной радуге или в N , получаются тем же способом от волн, дважды отразившихся внутри капли.

Точка Y' расположена на луче с углом отклонения δ . При однократном отражении этот угол равен 42° . Декарт в 1637 г. вычислил оптические пути не для использованных выше семи параллельных лучей, а для громадного числа таких лучей. Лучи с номерами от 8500 до 8600 при прохождении через каплю практически отклоняются одинаково. Значит, они могут попасть в глаз наблюдателя как «параллельный пучок света». Таким образом, Декарту удалось правильно объяснить величину углового размера главной и вторичной радуг. Дать объяснение остальным кольцам он еще не мог.

§ 63. Дифракция на ступеньке. Ступенчатая решетка. Первой из исследованных нами дифракционных картин была картина простой щели, ограниченной двумя непрозрачными «ножами» (см. § 13). Прикроем теперь эту щель прозрачной стеклянной пластинкой (например, покровным стеклом толщиной d и с показателем преломления n) так, чтобы край пластинки был параллелен щели и сама она закрывала половину ширины щели. Тогда неприкрытая и прикрытая части щели образуют вместе «ступеньку», которая дает в монохроматическом свете несимметричные дифракционные картины. Имеются, однако, два предельных симметричных случая.

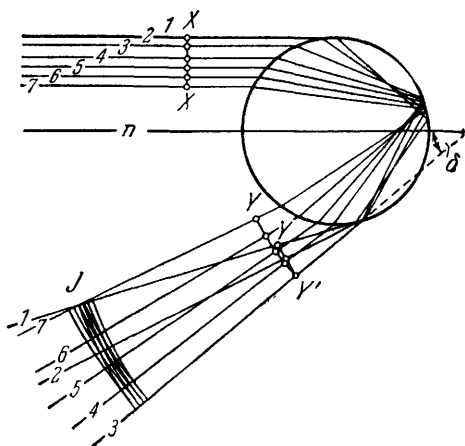
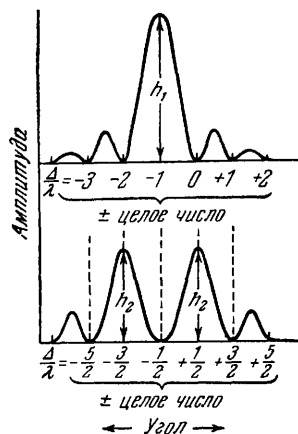


Рис. 166. Изменение фронта волны при отражении и преломлении в капле воды.

XX — фронт волны до прохождения света сквозь каплю, YY' — после прохождения. Луч, отмеченный буквой « n », отражается в направлении, обратном направлению падения («сам в себя»).

1. Разность хода $\Delta = (n - 1)d$, вносимая пластинкой, равна четному целому числу $\lambda/2$. Тогда получается такая же дифракционная картина, как и для неприкрытой щели (рис. 167, а).



а)

б)

2. Разность хода Δ равна нечетному целому числу $\lambda/2$ (см. рис. 167, б). Центральный максимум пропадает, а на месте минимумов, расположенных по его бокам, образовалось два максимума одинаковой высоты.

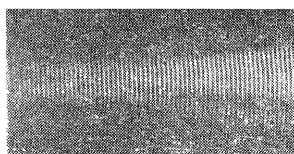
Слегка наклоняя пластинку, можно непрерывно менять d (а тем самым и Δ) и наблюдать непрерывный переход между обоими предельными случаями. Если максимумы приближаются к средней линии, они становятся выше; при удалении от нее они понижаются.

Рис. 167. Два предельных случая для дифракционной картины, создаваемой ступенькой.

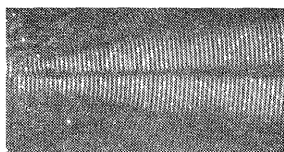
а — разность хода равна $2m\lambda/2$; б — она равна $(2m+1)\lambda/2$. Одновременно показаны изображения спектральных линий первого и второго порядков, создаваемых эшеленом Майкельсона.

щели (см. «Механика»). Теперь мы делаем его путь ступенчатым и перемещаем центр рисунка по обоим участкам ступеньки

Возникновение этих дифракционных картин нетрудно проиллюстрировать модельным опытом. Картина волнового цуга для свободной щели была у нас нарисована на стекле, и мы быстро перемещали центр этого рисунка по ширине


 $\left\{ 4 \frac{\lambda}{2} \right.$

а)


 $\left\{ 5 \frac{\lambda}{2} \right.$

б)

Рис. 168. Модельный опыт по дифракции на ступеньке.

а — путь движущегося в ту и другую сторону центра волны содержит ступеньку высотой в $4\lambda/2$; б — этот путь содержит ступеньку высотой в $5\lambda/2$. Фотографии показывают ход волн при френелевской дифракции, и на достаточном расстоянии от ступеньки они отвечают предельным случаям, графически изображенным на рис. 167.

по ширине щели. Результат для обоих предельных случаев показан на рис. 168.

Беря целый ряд ступеней, получим «лесенку». Такая лесенка может быть использована как спектральный прибор, называемый «*ступенчатой решеткой*», или «*эшелюном*». Он обладает теми же свойствами, что и интерферометр с многократным отражением в пластинке (см. § 67), и, стало быть, объединяет высокую разрешающую силу $\lambda/d\lambda$ с малой полезной дисперсионной областью $\Delta\lambda$.

§ 64. Размытая решетка. Синусоидальная амплитудная решетка и экспериментальное определение неизвестных параметров решетчатых структур.

В первой части настоящей главы все препятствия, поставленные на пути света, считались непрозрачными; во второй части они считаются полностью прозрачными. Такие упрощения были вполне целесообразны и позволяли дать простое объяснение специальным предельным случаям. Обобщая, рассмотрим непрерывный переход между двумя упомянутыми выше предельными случаями. Для этого возьмем снова штриховые (растровые) решетки, ибо они особенно подходят для демонстрационных опытов.

Непрозрачные штрихи решетки (см., например, ниже рис. 183) уменьшают амплитуду падающего света до нуля. В общем случае штрихи должны уменьшать амплитуды лишь в *большей степени*, чем пробелы. Все варианты этих решеток, основанные на *частичном ослаблении света*, носят название *амплитудных решеток*. Точно так же структурам, для которых характерно ослабление света, мы дадим общее название «*амплитудные структуры*».

Границы между штрихами решетки и ее пробелами отнюдь не обязаны быть *резкими*. Переход с тем же успехом можно сделать непрерывным, иначе говоря, сделать края отверстий, или пробелов, размытыми. В простейшем случае выбирают синусоидальное распределение пропускания. Нижняя часть рис. 211 дает представление о таком распределении. Решетка

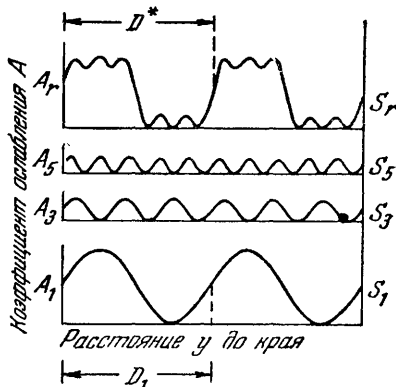


Рис. 169. Отношения коэффициентов ослабления A в амплитудных решетках.

Величина A определяется как отношение мощности поглощенного излучения к мощности падающего. Она равна коэффициенту поглощения K , умноженному на толщину слоя. Последняя выбрана для решеток 1–3 одинаковой, и поэтому A можно заменить на K . Величина K не может, подобно синусу, принимать отрицательные значения. Поэтому в качестве ординаты нижнего графика выбрана величина

$$K_1 = \frac{K_1}{2} + \frac{K_1}{2} \sin 2\pi \frac{y}{D_1}.$$

Аналогичный смысл имеют графики, относящиеся к другим решеткам. D_1 и D^* означают соответствующие постоянные решеток.

с синусоидальным распределением пропускания дает в монохроматическом излучении только обе спектральные линии первого порядка (демонстрационный опыт!). На этом основано применение дифракции от решетки для определения неизвестных решетчатых структур. Рассмотрим следующий пример.

На рис. 169 кривая S_r соответствует структурному профилю двумерной амплитудной решетки. Пусть он вначале неизвестен и его требуется определить опытным путем. Для этого через решетку пропускают нормально к ее плоскости пучок монохроматического света с известной частотой ν и длиной волны λ ; способ наблюдения — фраунгоферовский (см. ниже рис. 182). Тогда по обе стороны от направления симметрии получаются лишь по три спектральные линии. Они изображены на рис. 170 и обозначены цифрами 1, 3 и 5. Это — три спектральные линии первого порядка от трех амплитудных штриховых решеток с синусоидальным распределением прозрачности. Характеристики этих решеток изображены в нижней части рис. 169 и обозначены S_1 , S_3 и S_5 ¹⁾. Положение этих трех элементарных решеток определяет структурный профиль неизвестной амплитудной решетки.



Рис. 170. Спектральные линии, создаваемые решеткой S_r с неизвестным профилем ослабления.

При освещении монохроматическим светом такая решетка создает с обеих сторон от линии симметрии по три спектральные линии. Это спектральные линии первого порядка (т. е. $m=1$) трех амплитудных решеток. Синусоидальное распределение ослабления света в этих решетках показано на графиках S_1 , S_3 и S_5 рис. 169. Для решеток с профилем, соответствующим S_r (постоянная решетки D^* показана на верхнем графике рис. 169), эти спектральные линии являются линиями первого, третьего и пятого порядков.

§ 64а. Решетки с фазовой структурой.

Мы можем, далее, заменять ослабляющие свет штрихи полностью прозрачными штрихами; последние должны отличаться от просветов только своим показателем преломления (Г. Квинке, 1867 г.). Способ изготовления такой решетки указан в подписи к рис. 171. Эти прозрачные структуры изменяют лишь фазу проходящего света, причем в областях с большим показателем преломления фаза изменяется сильнее, чем в областях с малым показателем преломления. Поэтому говорят кратко о фазовых решетках или, вообще, о фазовых структурах.

Дифракционная картина, создаваемая фазовой структурой, не отличается в геометрическом отношении от дифракционной картины, создаваемой амплитудной структурой того же вида. Различия заключаются лишь в соотношении амплитуд и фаз в высших и нулевом порядках (см. рис. 171).

Различия в показателе преломления возникают при любом изменении плотности. Звуковые волны представляют собой периодическую последова-

¹⁾ Их постоянные вычисляются по данным об углах отклонения α на рис. 170, согласно уравнению $D = \lambda / \sin \alpha$; их амплитуды пропорциональны квадратному корню из мощности излучения \bar{W} .

тельность областей повышенной и пониженной плотности. Электрическим методом легко создать в жидкости звуковые волны с длиной волны порядка десятых долей миллиметра и использовать узкую кювету, в которой распространяются такие *звуковые волны*, в качестве *оптической фазовой решетки* (рис. 172, вверху). Наблюдение ведется по Фраунгоферу; при этом структуру, на которой происходит дифракция, можно сдвигать в поперечном направлении перед отображающей линзой без того, чтобы при этом изменилось положение дифракционной картины. Поэтому в подобном опыте не играет никакой роли то обстоятельство, что образованная акустическим путем фазовая решетка проносится со скоростью звука перед отверстием линзы. Полученный таким способом дифракционный спектр изображен на рис. 172, внизу.

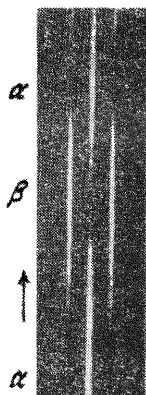


Рис. 171. Дифракционные спектры, создаваемые штриховой решеткой с фазовой структурой.

Толщина штрихов решетки увеличивается в направлении, указанном стрелкой. В области α практически появляется только центральный, нулевой порядок, в области β справа и слева — только первый нечетный порядок (ср. растровую решетку, § 72). Для получения такой решетки на стекло напыляют в высокоом вакууме клиновидный слой серебра. После прорезания щелей между штрихами (расстояние между соседними штрихами $\approx 0,2$ мм) слой серебра обрабатывают парами йода, в результате чего образуется прозрачное подиговое серебро.

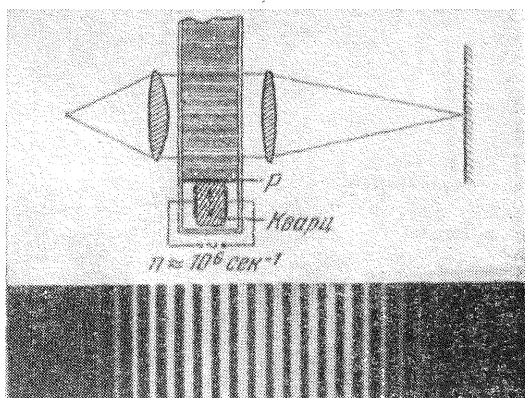


Рис. 172. Схема устройства для возбуждения в плоском сосуде с жидкостью высокочастотных звуковых волн, используемых в качестве оптической фазовой решетки (вверху), и фотография снятого в красном свете дифракционного спектра этой решетки (внизу).

Звуковые волны создают объемную слоистую решетку; свет проходит через нее в направлении, параллельном слоям. Фраунгоферовская дифракция; показано мгновенное изображение бегущих ультразвуковых волн. Эти волны создаются кварцевой пластинкой, колеблющейся в направлении, показанном двойной стрелкой. Пьезоэлектрические колебания возбуждаются электрическим колебательным контуром.

§ 65. Видимое изображение невидимых предметов. Теневые методы. У многих объектов мы не можем зрительно опознать ни контуров, ни внутренней структуры. Втекающая в комнату струя углекислого газа невидима. Чисто отполированная стеклянная

пластинка не обнаруживает никакой внутренней структуры. При этом такие предметы не малы и не слишком далеки от нашего глаза. Причина их невидимости в другом: эти предметы вносят в проходящее через них световое излучение лишь такие изменения, на какие наш глаз не реагирует. Они не *ослабляют* излучения, а лишь изменяют его *фазу*, или, в крайнем случае, немного изменяют его *направление*.



Рис. 173. Две фотографии, полученные простым теньвым методом.

Слева — ламинарно текущая вниз струя газообразной углекислоты, справа — участок стеклянной пластинки (отмытый негатив 9×12 см). Расстояния между источником света и предметом и между предметом и экраном составляют несколько метров. Около $1/3$ натуральной величины.

Невидимые в указанном смысле предметы можно сделать видимыми уже с помощью простого искусственного приема. Их вносят в пучок лучей, исходящих из источника света, по возможности близкого к точечному (например, кратер дуги), и рассматривают тени этих предметов. Такой «простой теневой метод» показывает нам струю углекислого газа (рис. 173, слева) и внутреннюю структуру стеклянной пластинки (рис. 173, справа). Объяснение. В обычных условиях настенный экран освещается равномерно; однако те световые пучки, которые проходят через газовую струю или через неоднородные области стеклянной пластинки, немного отклоняются в сторону частью за счет *преломления*, частью за счет *дифракции*. Поэтому в некоторые участки настенного экрана приходит несколько меньше излучения и эти участки кажутся более темными. Другие участки экрана получают избыточное излучение и выглядят более светлыми.

Этот «простой теневой метод» позволил нам найти самое существенное: *две, разделенные по своим направлениям группы световых пучков*, одну — группу неотклоненных пучков, другую — группу пучков, отклоненных частью за счет преломления, частью за счет дифракции.

Следующий шаг приводит нас к более совершенному методу, а именно, к *теньвому методу Тёплера*. Здесь используются либо только отклоненные, либо только неотклоненные пучки света. Экспериментальное устройство (рис. 174) представляет собой обычный проекционный аппарат, однако с одним небольшим добавлением: входной зрачок закрывают круглой непрозрачной диафрагмой так, что изображение источника света на отображающей линзе отсутствует (отверстие освещено сзади). Тогда поле зрения оказывается, вообще говоря, темным. Оно

освещено только в тех местах, куда достигают световые пучки, отклоненные изучаемыми структурами так, что они попадают на

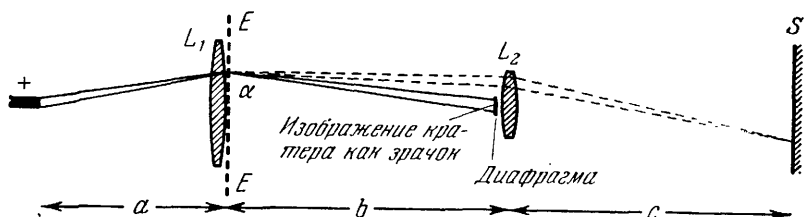


Рис. 174. Теневого метод Тёплера.

Плоскость предмета EE отвечает диапозитиву проекционного аппарата. Показано только два крайних луча одного пучка, соответствующего точке α плоскости предмета (будем считать, что в α находится маленькое отверстие). Диаметр отображающей линзы должен быть больше диаметра входного зрачка. Эту линзу можно разделить на зоны и окрасить их (за исключением зрачка): например, внутреннюю зону окрашивают красным цветом, следующую за ней — зеленым и т. д. Тогда слабые, мало отклоняющие свет неоднородности (свилы) будут выглядеть красными, более резкие свилы, сильно отклоняющие свет, — зелеными и т. д. Для демонстрационного опыта рекомендуем пользоваться следующими параметрами: для линзы L_1 выбирают $f=1$ м, $\varnothing=12$ см; $a=1,5$ м, $b=c=2f=4$ м.

линзу вне зрачка и проходят мимо последнего. Структуры выглядят на экране светлыми на темном фоне: *наблюдение в темном поле* (рис. 175). Другой вариант заключается в диафрагмировании всей поверхности линзы, за исключением ее входного

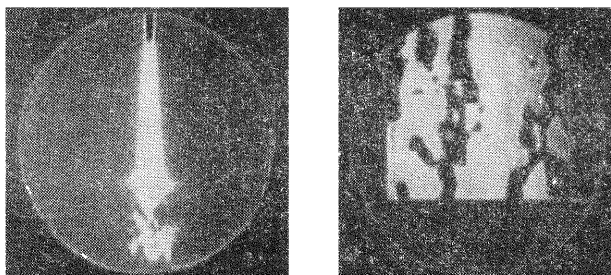


Рис. 175. Две фотографии, полученные тeneвым методом Тёплера.

Слева — турбулентно текущая вниз струя газообразной углекислоты, справа — участок стекляной пластинки. Около $1/3$ натуральной величины.

зрачка. Тогда никакое отклоненное излучение не сможет достигнуть поверхности линзы. Структуры выглядят темными на светлом фоне: *наблюдение в светлом поле*.

§ 66. Образование изображения в микроскопе по Аббе.

В случае очень малых объектов преобладает *отклонение световых пучков за счет дифракции*. Это относится как к непрозрачным, так и к прозрачным структурам. Эрнст Аббе рассмотрел в 1873 г. случай видимых структур; его соображения о роли дифракции в микроскопе оказались чрезвычайно плодотворными.

Экспериментальная установка, пригодная для демонстрационных опытов в небольшой аудитории, изображена на рис. 176, А; она в принципе совпадает с установкой, показанной на рис. 174. Основные размеры указаны на рисунке. Источник света должен иметь *маленький* размер; на чертеже он изображен в виде квадрата.

В строке В рис. 176 предмет помещен в большую пустую рамку β . В плоскости Z (столбец IV) находится резкое изображение источника света (показанное в виде фотографического негатива), образованное всем отверстием линзы L_1 (см. § 16). Свет, приходящий из плоскости Z в плоскость W , исходит исключительно из этого изображения источника; этот свет создает в плоскости W пустое, равномерно освещенное поле зрения, т. е. изображение β' пустой рамки β .

В строке С предмет имеет *амплитудную структуру*; он представляет собой маленький непрозрачный круглый диск γ , окруженный прозрачным веществом. В плоскости Z , помимо резкого изображения источника света, появляется *дифракционная картина* маленького круглого диска (оба представлены в виде фотографического негатива). На этот раз из плоскости Z в плоскость изображения W приходит не только излучение от резкого изображения источника, но и излучение от дифракционной картины. В плоскости W оба излучения действуют совместно, образуя резкое изображение γ' диска (черное на светлом фоне; оно показано в виде фотографического позитива).

То обстоятельство, что для образования изображения в плоскости W необходимы *оба* исходящих из плоскости Z излучения, можно показать весьма выразительным опытом:

1. Поместим в плоскости Z ирисовую диафрагму и начнем уменьшать ее отверстие, постепенно «срезая» дифракционную картину, начиная с ее внешних краев. Результат: изображение диска γ начнет размываться и бледнеть.

2. В предельном случае ирисовая диафрагма пропускает только изображение источника света. Результат: от изображения γ' ничего не осталось, поле зрения на экране W равномерно освещено, как в случае В.

3. Удалим ирисовую диафрагму и заслоним с помощью маленького диска резкое изображение источника света в плоскости Z . Результат: поле зрения на экране W становится темным.

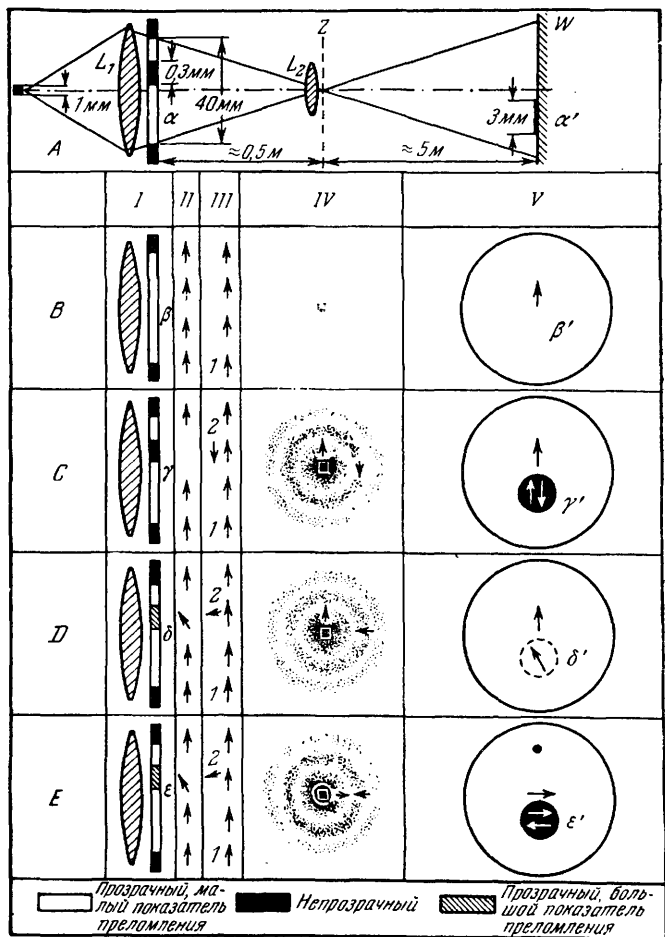


Рис. 176. К вопросу об изображении несамосветящихся источников с амплитудной и фазовой структурами.

Исследуемая структура состоит из большого числа беспорядочно расположенных кружочков (их около 2000). Способ их получения указан в подписи к рис. 177. В плоскости предмета и в плоскости изображения показано лишь по одному из этих кружочков γ и δ . Диаметр дифракционных картин в столбце IV (промежуточное изображение Аббе) в действительности меньше диаметра отображающей линзы L_2 .

Изображение γ' диска γ оказывается не вполне резким и светлым на темном поле; мы отобразили амплитудную структуру предмета путем «наблюдения в темном поле» (см. конец § 65).

На основании этих опытов и ряда других аналогичных экспериментов мы можем описать механизм отображения несамосветящихся амплитудных структур следующим образом (строка С рис. 176): обозначим фазовое состояние излучения после прохождения предмета вектором (стрелкой) в столбце II. Параллельность векторов означает, что все излучение достигает отдельных точек на плоскости изображения W в одинаковой фазе. В столбце III мы разложим излучение *формально* на две компоненты.

1. Излучение всей поверхности линзы L_1 , изображаемое стрелками 1, направленными вверх. Это излучение, взятое само по себе, создает в плоскости Z резкое изображение источника света, а в плоскости W — равномерно освещенное поле зрения. В строке С, кроме того, нарисованы (в столбцах IV и V) также направленные вверх стрелки. Они устанавливают (произвольно) направление отсчета для фазы того излучения, которое исходит из маленького квадратного изображения источника света и приходит в точку изображения на плоскости W .

2. Дополнительное, исходящее из предмета γ излучение, представленное стрелкой 2, направленной *вниз*. Это излучение дает в плоскости Z дифракционную картину и интерферирует в плоскости W в месте изображения γ' с излучением всей поверхности линзы.

Между обоими этими излучениями в месте изображения имеется, согласно теореме Бабине (см. § 60), разность фаз в 180° , изображенная в столбцах IV и V противоположно направленными стрелками. Поэтому оба излучения гасят друг друга и в столбце V остается темный диск на светлом поле.

Любое вмешательство в одно из излучений 1 и 2 изменяет характер интерференции, приводящей к образованию изображения в плоскости W . Безупречное воспроизведение амплитудной структуры на плоскости W получается лишь в том случае, когда из плоскости Z в плоскость W беспрепятственно доходят как излучение 1 от изображения источника света, так и излучение 2 от дифракционной картины изучаемой структуры.

§ 67. Превращение невидимых структур в видимые под микроскопом. Большинство объектов, изучаемых под микроскопом в биологии и медицине, представляет собой тонкие срезы прозрачных и бесцветных органических препаратов; химическое различие структурных элементов этих препаратов проявляется в видимом свете только как небольшое *различие в их показателях преломления*; важные структуры часто оказываются столь

же невидимыми, как и неоднородности стеклянной пластинки. Коротко говоря, большинство тонких срезов обладает практически только *фазовой структурой*. Для того чтобы сделать эту структуру видимой, ее надо превратить в *амплитудную*; вместо малых различий в показателях преломления можно создать большие различия в поглощении света. Для этой цели срезы прокрашивают *красителями*, которые воспринимаются разными структурными элементами в неодинаковой степени.

Прокрашивание есть химическое вмешательство, вносящее значительные изменения в состояние живой ткани. Вследствие этого для микроскопии были разработаны некоторые методы, позволяющие сделать фазовые структуры видимыми без применения красителей. Эти методы легче всего пояснить на основе представлений, развитых Аббе (см. § 66). Продолжим рассмотрение рис. 176 и обратимся к строке *D*, где показан предмет δ , обладающий *фазовой* структурой: непрозрачный диск γ в строке *C* заменен прозрачным диском δ , который отличается от окружающей его среды лишь немного большим показателем преломления. Выходящий из этого диска свет достигает плоскости изображения *W* с запозданием по фазе. Это показано в столбцах *II* и *V* поворотом векторов против часовой стрелки. В плоскости *Z* изображение источника света окружено (так же как и в строке *C*) дифракционной картиной диска. Излучение обоих приходит в плоскость изображения *W*. Совместное действие этих излучений в месте δ' делает освещенность последнего точно такой же, как и окружающей его среды, т. е. фазовая структура предмета не видна. Для того чтобы сделать ее видимой, достаточно «вмешаться» в одно из двух излучений, исходящих из плоскости *Z*, например, частично ослабить (диафрагмировать) дифракционную картину или ослабить изображение источника света. В обоих случаях диск так или иначе будет виден в месте изображения δ' .

Особенно просто осуществить частичное диафрагмирование дифракционной картины в плоскости *Z* путем «*косого* освещения». Источник света сдвигают в сторону; одновременно с этим сдвигается (в противоположную сторону) и дифракционная картина. При этом внешний участок дифракционной картины легко срезается оправой линзы L_2 .

Срезание части дифракционной картины или диафрагмирование изображения источника света представляет собой довольно грубый прием. Более тонкий другой, дающий значительно лучшие результаты метод, предложенный Ф. Цернике в 1932 г.— «метод *фазового контраста*». Опишем его для практически наиболее важного случая *малых* разностей показателя преломления. Обратимся к строкам *D* и *E* рис. 176. В этих строках, как

уже говорилось выше, фазовый вектор после диска δ (столбец II) был несколько повернут против часовой стрелки. В столбце III фазовые векторы снова формально разлагаются на две компоненты. Компоненты со знаком 1 создают изображение источника света в плоскости Z (столбец IV, вертикальная стрелка), компонента со знаком 2 — дифракционную картину в той же плоскости Z (столбец IV, почти горизонтальная стрелка). Таким образом, в столбце IV при наличии фазовой структуры обе стрелки 1 и 2 составляют между собой угол,

равный примерно лишь 90° , тогда как при наличии амплитудной структуры они составляют угол в 180° , т. е. направлены в противоположные стороны. Можно, однако, в дальнейшем увеличить этот угол, примерно равный 90° , приблизительно до 180° . Для этого в строке E изображение источника света закрывается маленьким прозрачным диском, создающим запаздывание по фазе на 90° (белый кружок в столбце IV). При такой увеличенной разности хода, соответствующей примерно 180° , оба вектора 1 и 2 проявляются в месте изображения только в виде своей разности, что обуславливает хороший контраст с окружающей средой (рис. 177). Его можно улучшить, сделав диск, создающий запаздывание фазы, не-

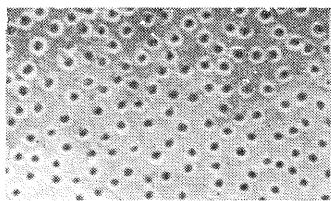


Рис. 177. Участок фазовой структуры (увеличено примерно в 3 раза), которая без использования специальных приемов остается невидимой.

Маленькие кружочки состоят из LiF: они погружены в канадский бальзам. LiF испаряют в высоком вакууме. Шаблоном служила диафрагма с 2000 беспорядочно расположенных отверстий диаметром 0,3 м.м. (С помощью этой диафрагмы получена дифракционная картина, изображенная на рис. 163.)

много поглощающим; это уравнивает длины векторов 1 и 2. При постепенном увеличении поглощающей способности диска мы перейдем в результате непрерывного перехода к микроскопу с наблюдением в темном поле.

§ 67а. Отображение как передача информации. Для передачи сообщений (телефония, телеграфия, передача изображений и т. д.) все чаще пользуются несущей волной высокой частоты¹⁾ ν_0 . Эта волна модулируется во времени существенно более низкими частотами $\nu_1, \nu_2, \nu_3, \dots$ (например, звуковыми частотами человеческой речи) при сохранении направления своего распространения. Спектр модулированной волны содержит по обе стороны от несущей частоты ν_0 спектральные линии с частотами $(\nu_0 \pm \nu_1), (\nu_0 \pm \nu_2),$

¹⁾ Чем больше ν_0 , тем больший объем информации может быть одновременно передан вдоль одного канала связи без помех. Отсюда понятна та настойчивость, с которой в технике связи стараются использовать все более короткие электрические волны, приближаясь, насколько это возможно, к диапазону частот видимого света. Ср. § 164а.

($v_0 \pm v_3$), и т. д. Совокупность этих линий образует обе «*боковые полосы*». Именно в них содержится весь объем передаваемой информации. Для того чтобы получить всю эту информацию, приемник должен воспринять частоты боковых полос и несущей волны.

Оптическое отображение можно интерпретировать аналогичным образом как передачу информации; в этом случае отображаемый предмет осуществляет *пространственную* модуляцию волн, сохраняя неизменной их частоту v_0 . Это значит, что световые волны должны идти в различных направлениях и проходить различные пути: они отклоняются в различных направлениях перед тем, как достигнут плоскости изображения. Предложенная Аббе картина образования изображения освещенных («несамосветящихся») объектов хорошо выявляет суть этой пространственной модуляции.

В обоих случаях как при временной, так и при пространственной модуляции информация передается тем полнее и однозначнее, чем полноценнее используется влияние модуляции. Это особенно убедительно показывают опыты Аббе (см. § 66). При помощи поглощающих или непрозрачных диафрагм можно ослабить (или совсем устранить), один или несколько отклоненных в стороны волновых цугов. При этом детали изображения утрачиваются, хотя оно, несмотря на это, может оставаться сносным. Разумеется, существуют известные пределы вмешательства в модуляцию, т. е. границы еще допустимых ее искажений. Определение этих границ составляет существенную задачу теории информации.

Г Л А В А VIII

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ПРИБОРЫ

§ 68. Общие замечания. В «Механике» были рассмотрены основные положения, касающиеся сортирующих, или спектральных, приборов. Первая из двух задач, решаемых этими приборами применительно к оптике, состоит в разложении и в пространственном разделении излучения по его опознавательному

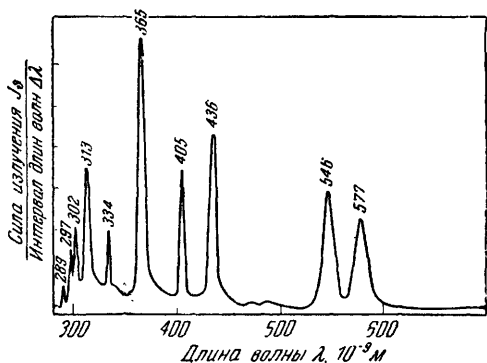


Рис. 178. Спектральное распределение силы излучения ртутной лампы сверхвысокого давления, дающей очень широкие спектральные линии (ср. рис. 296 и § 157).

признаку — длине волны λ . Пример такого прибора был уже приведен на рис. 42. Там речь шла о свете угольной дуги. Мы могли наблюдать широкую разноцветную полосу видимого спектра. Вторая задача спектральных приборов, например измерение сил излучения (см. § 36) в отдельных узких интервалах, заключенных между λ и $(\lambda + d\lambda)$, в настоящее время решается, в основном, с помощью самопишущих приборов, вполне разработанных в техническом отношении и коммерчески доступных. На рис. 178 приведен типичный пример записи, полученной на таком приборе.

Физику достаточно знать принципиальные возможности спектрального разложения в оптике и его границы, называемые «разрешающей силой».

§ 69. Призменные спектральные приборы и их разрешающая сила. Для широких спектральных диапазонов $\Delta\lambda$ особенно пригодны призменные спектральные приборы. На рис. 179 приведена схема такого прибора.

признаку — длине волны λ . Пример такого прибора был уже приведен на рис. 42. Там речь шла о свете угольной дуги. Мы могли наблюдать широкую разноцветную полосу видимого спектра. Вторая задача спектральных приборов, например измерение сил излучения (см. § 36) в отдельных узких интервалах, заключенных между λ и $(\lambda + d\lambda)$, в настоящее время решается, в основном, с помощью самопишущих приборов, вполне разработанных в техническом отношении и коммерчески доступных.

Освещенная щель S_0 находится в фокальной плоскости линзы I . Такую систему называют «коллиматором». Из линзы I

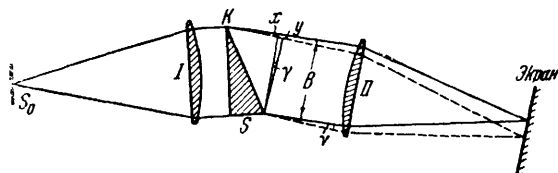


Рис. 179. Схема призменного спектрального прибора.

При решении вопроса об освещении щели S_0 следует учесть указания к рис. 77, 78 и 198. Облученность экрана ($вт/см^2$) определяется только апертурой светового пучка справа от линзы II (т. е. синусом угла его раскрытия). Поэтому при наблюдении линейчатых спектров незачем брать коллиматорную линзу I короткофокусной, а щель S_0 делать слишком узкой.

выходит параллельный пучок света. В приведенном на рисунке примере он падает перпендикулярно на грань 30° -й призмы. Справа от призмы находится линза II , и в ее фокальной плоскости — экран (или фотографическая пластинка). При визуальном наблюдении убирают экран и фокусируют линзу, называемую «окуляром» на плоскость, в которой находился экран. В этом случае система из линзы II и окуляра образует зрительную трубу. Наши дальнейшие рассуждения справедливы для обоих способов наблюдения.

Пусть на щель S_0 падает излучение ртутной лампы. Тогда мы увидим на экране *линейчатый спектр*: он состоит из отдельных одноцветных *изображений* щели. В нашем примере три самых ярких изображения щели — это желтое, зеленое и синее¹⁾. Дуга с парами Na дает одно-единственное видимое глазом изображение щели — полосу желтого цвета. Чем уже щель, тем тоньше ее изображение. Здесь существует, однако, предел: начиная с определенной ширины щели, цветные полосы сохраняют при дальнейшем ее сужении свою ширину. Края изображений становятся размытыми. Видны уже не *изображения* щели, а ее

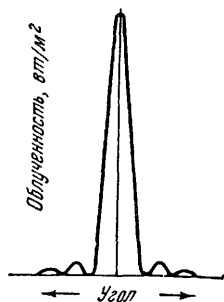


Рис. 180. Спектральная линия как дифракционная картина (схема). По ординате отложена облученность плоскости изображения.

¹⁾ Все эти изображения искривлены, их выпуклые части обращены к красному концу спектра. Искривление получается из-за лучей, проходящих вне главного сечения призмы (см. § 10). Другими словами, на рис. 179 они проходят наклонно к плоскости чертежа. Эти лучи отклоняются сильнее, чем это следует из уравнений (7) и (8) § 10.

дифракционные картины, создаваемые параллельным пучком света шириной B . Каждую такую дифракционную картину называют *спектральной линией*. Ее графическое изображение приведено на рис. 180. На чертежах, изображающих спектральное распределение (например, в дальнейшем на рис. 316), такие дифракционные картины показаны черточками.

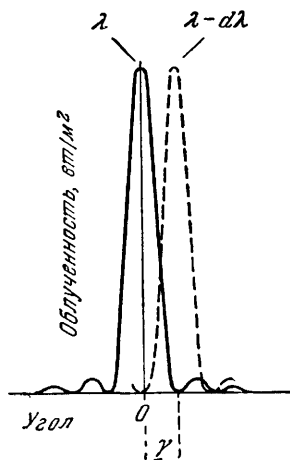


Рис. 181. Две едва «разрешаемые», т. е. разделенные спектральные линии.

$Ky = S(n + dn)$. С хорошим приближением можно считать, что $xy = Ky - Kx$. Значит, $xy = Sdn$. Кроме того, $\sin \gamma = xy/B$.

В фокальной плоскости линзы II каждый из двух пучков дает «спектральную линию», т. е. дифракционную картину. Обе они схематически изображены на рис. 181. Спектральная линия с длиной волны $(\lambda - d\lambda)$ должна отчетливо отделяться от спектральной линии с длиной волны λ ; следовательно, она должна попадать, по крайней мере, в минимум, отмеченный на рисунке буквой γ . Это получается при $\alpha = \gamma$. Таким образом, объединяя уравнения (17) и (56), находим

$$\lambda = S dn \quad (57)$$

или для разрешающей способности, или силы,

$$\frac{\lambda}{d\lambda} = - \frac{S dn}{d\lambda} \quad (58)$$

(($dn/d\lambda$) отрицательно, введенный нарочно знак минус делает численное значение $\lambda/d\lambda$ положительным).

Пусть пучок света, падающий слева (см. рис. 179), состоит из света двух видов: одного с длиной волны λ , для которого показатель преломления вещества призмы равен n , и другого с длиной волны $(\lambda - d\lambda)$, для которого показатель преломления равен $(n + dn)$. После преломления справа появляются два отдельных параллельных пучка света, расходящихся на угол γ ; они изображены на рис. 181 сплошной линией для λ и пунктирной — для $(\lambda - d\lambda)$. При этом

$$\sin \gamma = \frac{S dn}{B}, \quad (56)$$

где S — длина основания призмы, B — ширина пучка лучей после преломления.

Вывод. Для излучения с длиной волны λ длина оптического пути (см. § 7) $Kx = Sn$; для излучения с длиной волны $(\lambda - d\lambda)$ она равна

Разрешающая способность призмы весьма неожиданным образом не зависит от преломляющего угла призмы; при заданном материале призмы она зависит только от длины ее основания S . Разрешающую способность можно увеличить путем последовательного расположения нескольких призм.

Пример. D -линии натрия (см. §. 150) имеют следующие длины волн: $\lambda_{D_1} = 0,5890$ мк и $\lambda_{D_2} = 0,5896$ мк; отсюда $\lambda/d\lambda \approx 10^3$. Какая длина основания призмы S из флинта достаточна, чтобы разрешить обе D -линии натрия?

Для флинта показатель преломления при $d\lambda = 0,1$ мк изменяется примерно на $-0,01$, так что

$$\frac{dn}{d\lambda} = -\frac{10^{-2}}{10^{-1} \text{ мк}} = -10^{-1} \text{ мк}^{-1}.$$

Подстановка значений $\lambda/d\lambda$ и $dn/d\lambda$ в уравнение (58) дает

$$S = -\frac{10^3}{-10^{-1} \text{ мк}^{-1}} = 10^4 \text{ мк} = 10 \text{ мм} = 1 \text{ см}.$$

Таким образом, для разрешения обеих D -линий натрия достаточно взять призму с длиной основания всего лишь в 1 см.

В заключение сделаем еще два замечания.

1. Не следует смешивать «дисперсию» призмы, определяемую отношением $\gamma/d\lambda$ (см. рис. 179), с ее разрешающей способностью, определяемой уравнением (58). При симметричном ходе лучей в призме (см. рис. 22, б) отклонение выходящего пучка лучей минимально, зато его диаметр B максимален. Несимметричный ход лучей (как на рис. 23, в, но не так, как на 23, а) позволяет увеличить дисперсию $\gamma/d\lambda$, но не разрешающую способность $\lambda/d\lambda$.

2. К сожалению, понятие «спектральная линия» определено недостаточно точно. Им пользуются не только в его первоначальном значении, но часто и в переносном смысле, а именно, его применяют для очень узких спектральных полос, ширина которых не превосходит существенным образом ширины дифракционной картины.

§ 70. Интерференционные спектральные приборы со щелями в виде совокупности волновых центров, образующих решетку. Важнейшую часть спектрального прибора (см. рис. 179) — призму, можно заменить устройством совсем другого типа, а именно, *решеткой* (рис. 182, 183).

Дифракционные решетки были подробно описаны в «Механике», где они рассматривались как усовершенствованные интерференционные устройства Юнга (см. «Механика», § 123). В отличие от схемы Юнга, решетки дают наложение и интерференцию не *двух*, а большего числа N волновых цугов. Вследствие этого, как нам уже известно (см. «Механика», а также § 49 настоящей книги), интерференционные максимумы, сохраняя свое положение, становятся более острыми; кроме того, ме-

жду каждыми двумя соседними максимумами появляются $N-2$ добавочных максимумов. Это важнейшее обстоятельство можно

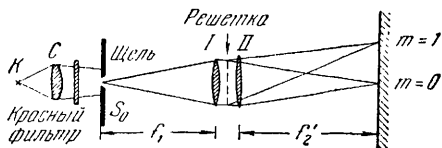


Рис 182. Спектральный прибор с дифракционной решеткой (Фраунгофер, 1821 г.).

Освещенная сзади щель S_0 и линза I вместе снова называются коллиматором. m — порядковое число. В демонстрационных опытах правая линза обычно убирается, а экран устанавливается на расстоянии нескольких метров (ср. рис. 37). Для центрального максимума ($m=0$) и для спектральной линии первого порядка ($m=1$) на рисунке показаны границы светового пучка. При визуальном наблюдении линза II заменяется объективом, а экран — фокальной плоскостью зрительной трубы.

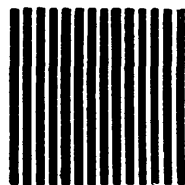


Рис. 183. Штриховая решетка; 20-кратное увеличение.

Штрихами решетки служат бороздки на поверхности стекла, заполненные веществом, непрозрачным для света.

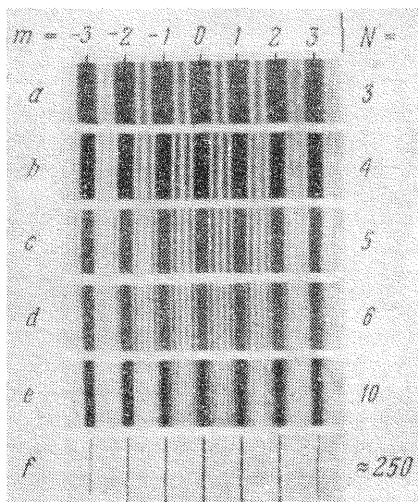


Рис. 184. Интерференционные изображения штриховой решетки (см. рис. 183) при разном числе интерферирующих световых пучков (равном числу N щелей решетки).

m — порядковое число. Для рисунков $a-e$ достаточно красного светофильтра (фотографический негатив).

особенно хорошо продемонстрировать со световыми волнами (рис. 184). Последняя строка этого рисунка соответствует N ,

примерно равному 250. При столь большом числе волновых цугов побочные максимумы практически исчезают. Главные максимумы превратились в весьма резкие изображения щели коллиматора S_0 .

Дальше все идет точно так же, как и в призмном спектральном приборе. Чем уже щель, тем тоньше ее изображения. Однако и здесь имеется предел: начиная с определенной ширины щели S_0 , дальнейшее ее уменьшение не сужает полосы. Получается *дифракционная картина*, отвечающая схеме, показанной на рис. 185. Эту дифракционную картину следует представить себе повторенной многократно в обе стороны. В отличие от того, что получается в призмном спектрографе, *одной*

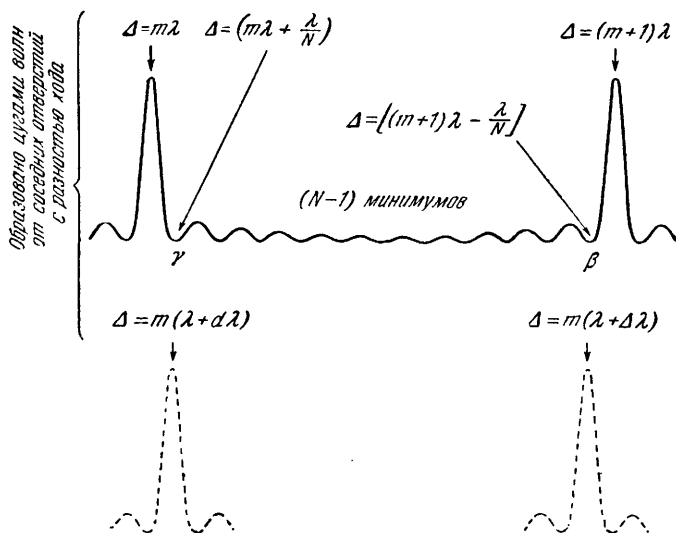


Рис. 185. О разрешении и рабочей спектральной области $\Delta\lambda$ спектрального прибора с дифракционной решеткой.

Для наглядности спектральные линии (сплошные и пунктирные) изображены не рядом, как на рис. 181, а одна под другой. Побочные максимумы преувеличены. Главные максимумы нарисованы слишком узкими. Если увеличить число штрихов N , то побочные максимумы теснее придвинутся к главным максимумам. При этом отношение их высот к высоте соседнего главного максимума останется неизменным. Посередине между двумя главными максимумами возникают побочные максимумы все меньшей и меньшей высоты.

длине волны λ отвечает теперь не один, а целый ряд максимумов. Каждый отдельный максимум дифракционной картины называют *спектральной линией* с длиной волны λ . Спектральные линии с одной и той же длиной волны, даваемые решеткой, различают по их порядковому числу m . Угловое расстоя-

ние максимума m -го порядка вычисляется точно так же, как раньше для двух центров волн, по уравнению

$$\sin \alpha_m = \frac{m\lambda}{D},$$

где D — расстояние между двумя соседними центрами волн, или «постоянная решетки», $m\lambda$ — разность хода для двух цугов волн, исходящих от двух соседних отверстий.

§ 71: Разрешающая способность решетки и дисперсионная область. Предварительное разложение. Для решетки, как и для призмы, можно вычислить разрешающую способность $\lambda/d\lambda$.

В случае N центров волн (например, щелей решетки) спектральная линия m -го порядка отделяется от соседней линии $(m+1)$ -го порядка $(N-2)$ добавочными максимумами или $(N-1)$ добавочным минимумом (см. рис. 185). Спектральная линия m -го порядка возникает, если разность хода между двумя соседними цугами волн составляет $m\lambda$. У следующей спектральной линии $(m+1)$ -го порядка эта разность хода возрастает на *целую* длину волны λ . Следовательно, у первого минимума γ , следующего за линией m -го порядка, эта разность хода увеличилась лишь на некую долю λ , а именно, с $m\lambda$ до $m\lambda + \lambda/N$. Мы хотим различить спектральную линию m -го порядка с длиной волны $(\lambda + d\lambda)$ от спектральной линии того же m -го порядка с длиной волны λ . Для этого линия с длиной волны $(\lambda + d\lambda)$ должна попасть по крайней мере в первый минимум γ около спектральной линии с длиной волны λ . Таким образом, мы имеем

$$m(\lambda + d\lambda) = m\lambda + \frac{\lambda}{N},$$

или

$$\frac{\lambda}{d\lambda} = Nm. \quad (59)$$

Словами. Разрешающая способность решетки для спектральной линии первого порядка равна числу щелей решетки N . Для спектральных линий высших порядков m разрешающая способность возрастает пропорционально m .

Числовые примеры, в которых определяются значения разрешающей способности для практически применяемых решеток, приводятся в §§ 72 и 73. При этом выяснится превосходство решетки перед призмой.

Все же при сравнении решеток и призм следует оценивать не только их разрешающую способность. Очень важна также «дисперсионная область» $\Delta\lambda^1$).

¹⁾ Читатель не должен смешивать знак Δ с буквой Δ , употреблявшейся для обозначения разности хода.

Призма всегда дает только один-единственный спектр; в этом случае каждому направлению соответствует только *одна* длина волны. Напротив, дифракционная решетка дает всегда целый ряд спектров различных порядков m , и все они перекрываются. Каждому направлению соответствует несколько длин волн, а именно, λ для $m=1$, $\lambda/2$ для $m=2$, $\lambda/3$ для $m=3$ и т. д. Однозначное соотношение между длиной волны и отклонением существует только в области $\Delta\lambda$. Обратимся снова к рис. 185. Спектральная линия с длиной волны $(\lambda + \Delta\lambda)$ порядка m должна попасть, по крайней мере, в минимум β непосредственно перед спектральной линией с длиной волны λ порядка $(m+1)$. В противном случае нарушится однозначное соотношение между спектральной линией и углом отклонения.

Таким образом, мы получаем

$$m(\lambda + \Delta\lambda) = (m+1)\lambda - \frac{\lambda}{N},$$

или, если пренебречь λ/N по сравнению с λ ,

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda}{m}. \quad (60)$$

Наиболее благоприятный случай получается при $m=1$; тогда $\Delta\lambda = \lambda$. Это значит, что для спектра первого порядка сохраняется однозначное соотношение между длиной волны и углом отклонения в области от λ до 2λ , т. е. в пределах целой октавы. Если, кроме того, имеются длины волн вне области октавы, то их приходится как либо отделять.

При наблюдении *глазом* (в отличие от фотографической пластинки) для такого отделения не нужно никаких вспомогательных приспособлений. Наш глаз сам по себе действует селективно, он реагирует только на волны в области примерно одной октавы (приблизительно от 0,4 до 0,75 $\mu\text{к}$). Поэтому глаз может видеть без помех весь спектр первого порядка.

Иначе, однако, обстоит дело в области спектров более высоких порядков, например $m=3$: здесь дисперсионная область $\Delta\lambda$ составляет лишь $1/3\lambda$. Вследствие этого даже для глаза необходимо «предварительное разложение» света с помощью какого-либо вспомогательного устройства, которое должно отделить нежелательные волны. Часто оказывается достаточным светофильтр. Например, для $m=3$ последний должен пропускать излучение с длинами волн от 0,45 до 0,6 $\mu\text{к}$ или от 0,6 до 0,8 $\mu\text{к}$ и т. д.

§ 72. Разновидности дифракционных решеток. Фраунгофер в 1821 г. придал дифракционной решетке качества измерительного прибора, являющегося в настоящее время незаменимым. Во фраунгоферовской решетке используются малые порядковые

номера m , обычно от 1 до 5, и очень большое число щелей. В настоящее время доходят до $N=10^5$. Так, уже во втором порядке получают разрешающую способность, равную в $2 \cdot 10^5$ (см. уравнение (59)). Это значит, что решетка может отделить одно от другого два излучения, различающихся по длине волны всего лишь на 5 миллионных долей λ . При этом дисперсионная область $\Delta\lambda$ остается еще очень большой. Во втором порядке получается $\Delta\lambda=0,5\lambda$. Таким образом, можно, например, обозреть сразу весь видимый спектр от 0,75 до 0,4 мк.

Совокупность щелей решетки следует помещать перед поверхностью линзы или вогнутого зеркала. В лаборатории редко имеются линзы и вогнутые зеркала с диаметром, превышающим 20 см. Уже по одной этой (хозяйственной) причине приходится очень тесно сближать щели в решетке Фраунгофера и размещать все 10^5 щелей на площади поперечником не более 20 см. Для этого уже нельзя пользоваться рейками, размещая их на некотором расстоянии друг от друга (как при постройке садового забора). Решетки изготовляют, «нарезая» параллельные бороздки (штрихи) на металлической поверхности, отполированной до высокого блеска. Для нанесения штрихов пользуются автоматической делительной машиной с алмазным резцом. Технические возможности такой машины просто поразительны: можно нанести 800 борозд на 1 мм при длине борозды 10 см! (Роуланд, 1882 г.)¹⁾. Процарапанную таким образом решетку лучше всего употреблять как *отражательную*. Ею можно также воспользоваться как матрицей для отливки *прозрачных* решеток (реплик) из целлулоида или других аналогичных материалов. Часто решетки нарезают на металлических вогнутых зеркалах. Такая «вогнутая решетка» позволяет обойтись без линзы.

Расстояния между делениями одинаковы на хорде, а не на большом круге шаровой поверхности. У вогнутой решетки с радиусом кривизны ρ источник света, центр решетки и центр экрана должны находиться на окружности радиуса $\rho/2$. Радиус кривизны экрана должен равняться $\rho/2$. Нормаль к экрану так же, как и нормаль к решетке, должна быть направлена к центру кривизны указанной окружности.

В случае рентгеновского света (если речь идет о длинах волн $\lambda > 2 \cdot 10^{-9}$ м, что отвечает энергии, не превышающей 620 эв) пользуются обычными оптическими решетками из металла или стекла. Их применяют как отражательные решетки и пользуются почти скольльзящим падением света; лишь при сильном перспективном сокращении расстояние между штрихами решетки оказывается достаточно малым.

¹⁾ В настоящее время изготовляют решетки с 1200 штрихами на миллиметр. (Прим. ред.)

Перспективное сокращение периода решетки хорошо иллюстрируется демонстрационным опытом. Берется миллиметровая шкала, нанесенная на обычной линейке, и используется в качестве дифракционной решетки для видимого света (рис. 186). При скользящем отражении можно хорошо разрешить линии в спектре ртути.

При проведении опытов с зеркалами и решетками в случае рентгеновского света нужно иметь в виду одно обстоятельство: для рентгеновского света показатель преломления всех веществ близок к единице, и поэтому отражение крайне мало. Впрочем, одно счастливое обстоятельство помогает преодолеть эту трудность: этот показатель света немного *меньше* единицы (см. § 134). Поэтому при почти скользящем падении получается полное отражение.

При количественных расчетах дифракционной решетки существенной величиной является расстояние D между соседними центрами волн. Его называют постоянной решетки. Оно определяет *положение* интерференционных максимумов (см. уравнение (43)).

Постоянная решетки охватывает борозду и непрозрачный промежуток. Вместе они образуют «элементарный период» решетки. Строение борозды и промежутка в элементарном периоде может быть самым различным; это оказывает влияние лишь на распределение мощности излучения между спектральными линиями различных порядков и на фазы. Оба эти влияния вместе обозначают кратко «фактором формы». Приведем два примера штриховых дифракционных решеток с различно выполненными элементарными периодами.

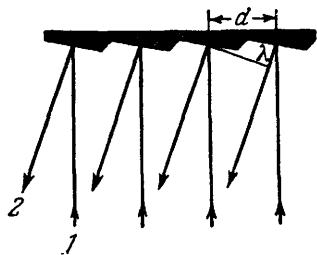


Рис. 187. Решетка из отражающих плоскостей (эшелетт).

борозды с косым треугольным профилем, например такие, как показано на рис. 187. Параллельный пучок света 1 направляют по нормали к решетке. Наибольшая часть его энергии отражается по закону отражения в направлении 2 . Надлежащим подбором постоянной решетки d можно в этом на-

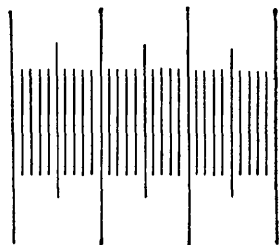


Рис. 186. Отрезок грубой, нарезанной на стекле миллиметровой шкалы длиной 15 см позволяет при скользящем падении светового пучка четко разделить линии ртутного спектра (натуральная величина).

1. *Растровая решетка.* Эта решетка состоит из прозрачных щелей и непрозрачных промежутков точно одинаковой ширины. Она дает спектральные линии только нечетных порядков, что объясняется следующим образом: в направлении четных порядков дифракционные картины краев каждой щели имеют минимумы (см. уравнение (17)). Таким образом, в этом направлении вообще нет никакого излучения.

2. *Отражательная решетка.* На зеркальной металлической поверхности выдавлены

правлении и по соседству с ним направить спектр первого порядка. Тогда мощность излучения в нем оказывается значительно больше, чем мощность излучения в спектрах всех остальных порядков по обе стороны от нормали к решетке. Практически решетка дает в этом случае только *один* спектр. Такие отражательные решетки особенно хороши для длинных волн инфракрасной области ($\lambda = 10\text{--}300$ мк), но пригодны и для видимой части спектра.

§ 73. Интерференционные спектральные приборы, в которых зеркальные изображения служат волновыми центрами, расположенными в виде правильной решетки. Любой спектральный прибор должен посылать волновые цуги с различной длиной волны по различным направлениям и этим отделять их друг от друга.

Структуру линейчатого спектра в целом лучше всего изучать при помощи большой фраунгоферовской решетки. Она объединяет большую *разрешающую силу*

$$\frac{\lambda}{d\lambda} = Nm \quad (59)$$

с большой *дисперсионной областью*

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda}{m}. \quad (60)$$

Здесь N — число интерферирующих цугов волн, m — порядковое число, $m\lambda$ — разность хода для каждых двух соседних цугов волн.

Не менее часто встречается, однако, и другая задача: требуется исследовать структуру одной-единственной спектральной линии. Дело в том, что большинство так называемых спектральных линий в действительности являются «полосами», хотя и незначительной, но обязательно конечной ширины. Они шире, чем собственно спектральные линии, т. е. те дифракционные картины, которые создал бы сам спектральный аппарат вследствие присущей ему разрешающей способности из цугов волн неограниченной длины. Поэтому спектральный аппарат может «разрешить» полосы, т. е. правильно передать детали их структуры. Правда, для подобных исследований так называемой «*структуры линий*» (см. § 196) тоже требуется высокая разрешающая способность $\lambda/d\lambda$ большой решетки (см. уравнение (59)), но здесь можно обойтись малой дисперсионной областью $\Delta\lambda$ (см. выше). Поэтому в данном случае нет необходимости при малом m увеличивать число N интерферирующих цугов волн; достаточно взять малое N и большое m , т. е. использовать большую разность хода $m\lambda$ между двумя соседними цугами волн. Экспериментально это гораздо проще: сначала для *предварительного разложения* пользуются призмным аппаратом (иногда достаточен даже светофильтр) и таким образом

отделяют исследуемую спектральную область от всей остальной. Остающийся свет пропускают сквозь толстую плоскопараллельную *воздушную пластинку* (см. § 49 и рис. 133). В результате многократных отражений от пластинок с металлизированными поверхностями получают значительное число интерферирующих пучков N . Их наблюдают при почти нормальном падении ($\beta \approx 0$) в проходящем свете и получают светлые спектральные линии на темном фоне (Перо и Фабри).

Разность хода соседних цугов волн зависит от толщины воздушной пластинки и достигает обычно нескольких десятков тысяч длин волн. Это значит, что спектральные линии возникают в результате интерференции с порядковыми числами m от 10^4 до 10^5 . Следовательно, дисперсионная область $\Delta\lambda = \lambda/m$ оказывается меньше $10^{-4} \lambda$.

Один из вариантов этого спектрального прибора носит название пластинки Луммера — Герке. Свет выходит из стеклянной пластинки под очень большим углом. Внутри пластинки он распространяется под углом, почти

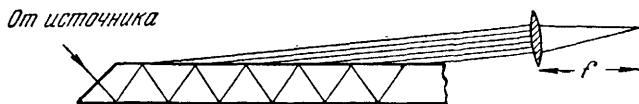


Рис. 188. Интерференционная пластинка Луммера — Герке как спектральный прибор (схема).

равным предельному углу полного отражения. При этом многократные отражения удается получить, не металлируя поверхности стекла (рис. 188).

Зеркальные изображения, служащие волновыми центрами, упорядоченными в виде решетки, имеют исключительно важное значение для спектроскопии рентгеновского света с длинами волн меньше $2 \cdot 10^{-9}$ м. В «Механике» мы получали зеркальные изображения, образующие решетку, с помощью плоскопараллельных пластинок с сетчатыми поверхностями. Мы отсылаем читателя к тому «Механика» и повторяем аналогичную схему здесь на рис. 189, выбирая больший угол падения β . В природных кристаллах мы имеем множество весьма совершенных плоских сеток (плоскости, в которых лежат узлы решетки). Такие отражающие плоские сетки расположены в кристаллах одна за другой, послойно. Их совокупность создает множество расположенных в виде решетки зеркальных изображений, служащих волновыми центрами.

При работе с рентгеновским светом нельзя пользоваться линзами, и поэтому невозможно применять фраунгоферовский способ наблюдения. Это значит, что нельзя разделять в фокальной плоскости линзы широкие, лишь слегка наклоненные друг

относительно друга пучки света (см. § 12). Поэтому при использовании для рентгеновского света плоскопараллельных пластин уже нельзя применять протяженные источники света. Приходится обходиться узким линейчатым источником света и, поворачивая кристаллическую пластинку, устанавливать поочередно соответствующие углы β , под которыми отдельные волны

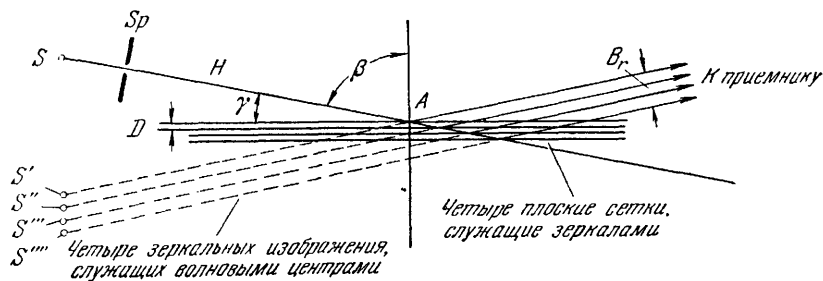


Рис. 189. Схема спектрографа Брегга для рентгеновского света.

S — перпендикулярный к чертежу линейчатый фокус (штрих-фокус) рентгеновской трубки. Буквой H обозначен узкий световой пучок (а не только его главный луч), выделяемый обычно целым рядом щелей Sp . Приемником излучения служит фотографическая пластинка или один из описанных в § 4 измерителей излучения. Расстояние D между соседними, работающими как зеркала, плоскими сетками (показано только четыре) примерно равно $3 \cdot 10^{-7}$ м. Поэтому пучки, отраженные от многих плоских сеток, налагаются друг на друга. Диаметр B_r всей совокупности отраженных пучков не превосходит заметным образом диаметра падающего пучка. Поэтому даже без отображения получают резкие, но очень слабые спектральные линии. Для того чтобы провести этот опыт с видимым светом, можно воспользоваться изображением на рис. 140, б серий отражающих параллельных поверхностей раздела.

отражаются от одних и тех же мест кристалла (см. рис. 189). Обычно вместо угла β указывают угол $\gamma = 90^\circ - \beta$, который называют *углом отблеска*.

Имеем

$$\cos \beta = \sin \gamma = \frac{m\lambda}{2D}, \quad (64)$$

где D — расстояние между соседними плоскими сетками (оптическая постоянная решетки)¹⁾.

Для демонстрационных опытов удобно пользоваться в качестве индикатора люминесцирующим кристаллом, например,

¹⁾ Например, для кристалла NaCl $D = 2,8 \cdot 10^{-10}$ м (см. «Электричество»). В отличие от этого, кристаллографическая постоянная решетки a есть расстояние между двумя соседними одинаковыми элементами решетки, находящимися в идентичных положениях; так, например, в кристалле NaCl — это расстояние между двумя ионами Na^+ или двумя ионами Cl^- . В решетке кристалла NaCl величина $a = 2D$ составляет $5,6 \cdot 10^{-10}$ м. Кубик со стороной a образует элементарную ячейку решетки NaCl . Это значит, что вся решетка может быть построена чистым переносом такой элементарной ячейки в направлениях, параллельных ее ребрам.

кристаллом NaJ с примесью галлия (см. § 216). Свечение этого кристалла измеряется фотоэлектронным умножителем (см. § 4).

Для получения излучения большей мощности падающий параллельный пучок H заменяют расходящимся пучком рентгеновского света с большим углом раскрытия (рис. 190, а). При повороте или покачивании кристалла отдельные лучи этого пучка (с одинаковой длиной волны) *один за другим* отражаются под одним и тем же углом β от различных участков и попадают на одно и то же место фотографической пленки. Таким образом достигается *фокусировка* (см. рис. 190, а).

Существуют также некоторые методы, обеспечивающие *большую* светосилу, например, метод, иллюстрируемый рис. 190, б. На нем изображена схема бесщелевого спектрального прибора с неподвижным кристаллом. Здесь бывшие ранее плоскими сетки искривлены в виде цилиндра (с радиусом r). После этого рабочей поверхности самого кристалла придается вышлифовыванием вогнутая цилиндрическая форма с радиусом кривизны $r/2$. Все лучи с одинаковой длиной волны, падающие под углом β , отражаются одновременно.

На рис. 191 представлен тот же спектр в рентгеновской области. Рисунок показывает, какова *резкость изображения*, которой можно достигнуть в настоящее время.

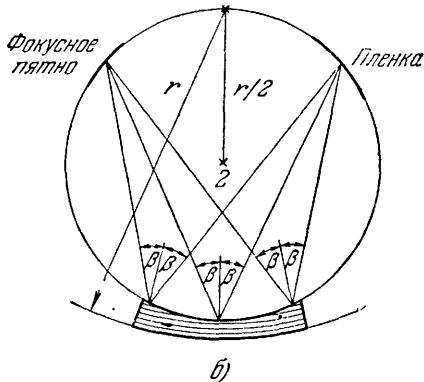
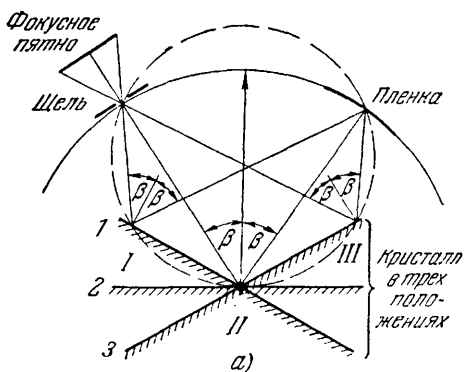


Рис. 190. Фокусировка рентгеновского спектрального прибора с вращающимся (а) и с неподвижным кристаллом (б).

В случае б фокусное пятно рентгеновской трубки можно придвинуть к кристаллу ближе, чем это показано на рисунке; дело в том, что последовательность зеркальных плоскостей кристалла отражает (в противоположность последовательности бороздок штриховой решетки, см. § 72) только те лучи с длиной волны λ , для которых угол падения β удовлетворяет уравнению (64).

в качестве примера вид линейчатой области. Рисунок показывает, каковой можно достигнуть в настоящее время.

Цель этого параграфа заключалась лишь в том, чтобы показать возможность измерения длин волн высокочастотного рентгеновского света при помощи плоскопараллельных пластинок, образованных плоскими сетками, существующими в кристаллах. Замечательное применение рентгеновских лучей к исследованию структуры кристаллов и строения молекул, основанное на открытии Макса фон Лауэ, выходят за рамки учебника оптики.

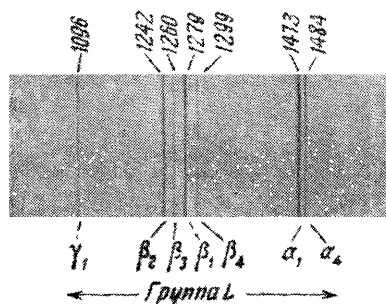


Рис. 191. Линейчатый спектр L -излучения вольфрама, снятый на вакуумном спектрографе (см. рис. 190).

Натуральная величина. Кристалл известного шпата. $D = 3,029 \text{ \AA}$ ($1 \text{ \AA} = 10^{-10} \text{ м}$). Фотографический негатив. Длины волн указаны в единицах X (10^{-3} \AA).

которые свет падает как раз под «углом отблеска», отражают рентгеновский свет, и все лучи, отраженные под одинаковым

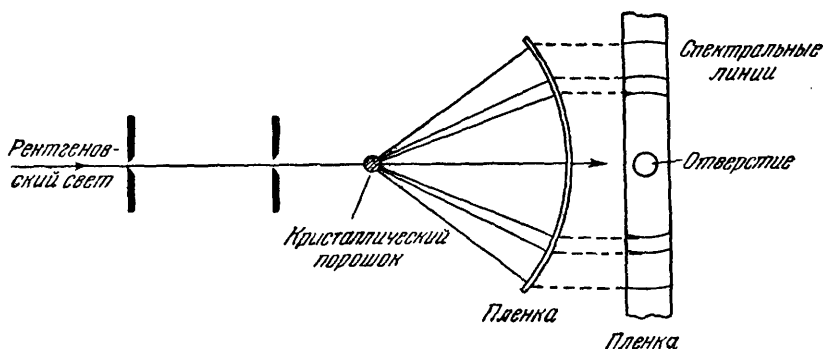


Рис. 192. Схема, иллюстрирующая метод Дебая — Шерера.

углом отблеска γ , лежат в пределах тонкостенной конической оболочки. Пересечения таких конических оболочек с пленкой, изогнутой по окружности, дают картины, подобные той, которая показана на рис. 193.

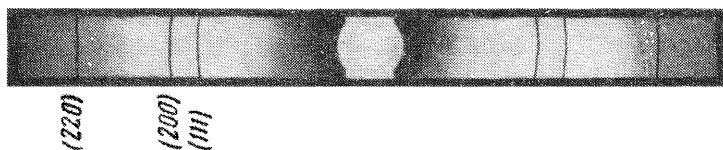


Рис. 193. Рентгенограмма Дебая — Шерера.

K_{α} -излучение меди ($\lambda=1,539 \text{ \AA}$) отразилось от трех различных систем плоских сеток в микрокристаллической хорошо отожженной никелевой проволоке (заменяющей порошок Ni). Радиус кривизны пленки $r=121 \text{ мм}$, длина ее πr . Постоянная решетки $D=3,518 \text{ \AA}$. Числа в скобках означают индексы отражающих плоских сеток. В середине пленки круглое отверстие.

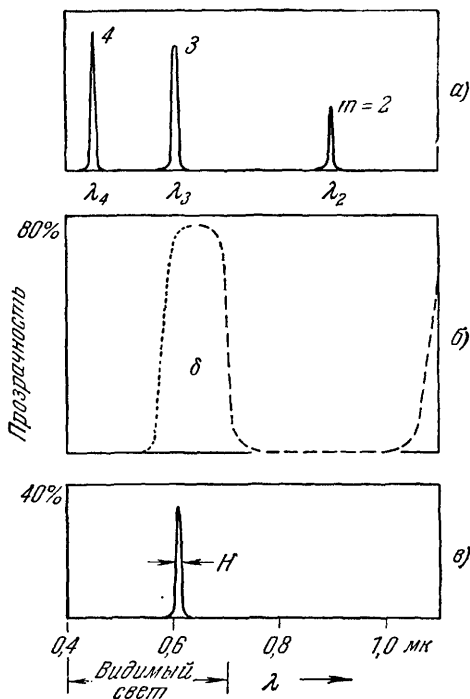


Рис. 194. Распределение интенсивности при использовании интерференционного светофильтра.

а—одна интерференционная пластинка; *б*—два светофильтра; *в*—комбинация из *а* и *б*.

§ 74. Интерференционные светофильтры. Плоскопараллельные пластинки, как и все другие спектральные приборы, можно использовать для того, чтобы выделить из белого света узкие спектральные области. Так приходят к «интерференционным светофильтрам» (рассчитанным, впрочем, только для нормального падения света). Поясним это на простом примере, разбив объяснение на 4 этапа:

1. Возьмем очень тонкий ($d < 1 \text{ мк}$) непоглощающий кристаллический слой, например слой MgF_2 , полупосеребренный с обеих сторон. Тогда мы получаем в принципе то же устройство, что и на рис. 133, но теперь воздушный слой заменен кристаллическим.

2. Направим на этот слой под прямым углом ($\theta = 0$) параллельный пучок белого света; слой пропустит только то излучение, длины волн которого $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \dots$ относятся между собой, как $1 : \frac{1}{2} : \frac{1}{3} : \dots$, и способно дать интерференционные максимумы с порядковыми числами $m = 1, 2, 3, \dots$. Все пропущенное излучение образует «линейчатый спектр», как это схематически показано на рис. 194, а.

3. Скомбинируем интерференционную пластинку с двумя светофильтрами из цветного стекла (рис. 194, б). Для одного кривая пропускания изображена пунктиром, для другого — точками. Взятые вместе, они пропускают область δ . Эта комбинация служит интерференционным светофильтром, пропускающим лишь узкий участок спектра — линию λ_3 (рис. 194, в). (Полуширина области пропускания H составляет примерно 10 мнк .)

4. Принцип интерференционного светофильтра, таким образом, ясен. Для практического осуществления не хватает хороших *абсорбционных* светофильтров с резкой длинноволновой границей пропускания. Поэтому приходится пользоваться *отражательным* светофильтром (см. рис. 140).

§ 75. Спектральные приборы и белый свет. Толчок, например удар кулаком, представляет собой совершенно непериодический процесс. Нанесенный в подходящее место корпуса рояля, он заставляет звучать все струны последнего: удар кулаком «разлагается» в широкий спектр периодических волн. Аналогичным образом можно рассуждать и в случае белого света. Свет представляет собой статистически беспорядочную последовательность непериодических процессов (ср. рис. 139). Только спектральные приборы выделяют из него периодические волны. В случае решетки это легко показать очень наглядно. Рассмотрим, например, возникновение сплошного *видимого* спектра первого порядка.

На рис. 195 изображена дифракционная решетка с N отверстиями. На ее плоскость нормально падает параллельный пучок белого света. Линия A на этот раз означает не гребень волны, а импульс, например, формы a (рис. 196). Второй, предшествовавший ему импульс уже прошел через решетку и разложился при этом на N импульсов такой же формы. Прошедшие импульсы распространяются в виде эксцентрических окружностей вправо вниз (показаны лишь части их дуг). Вдоль направления

стрелки r (или v) последовательность этих импульсов образует несинусоидальную группу волн (кривая b на рис. 196), которая состоит из N последовательных импульсов формы a . Расстояние между двумя импульсами в направлении r велико, в направлении v — мало. Если вдоль r оно составляет, например, $0,75$ мк, то вдоль v оно будет равно только $0,4$ мк.

Каждую такую несинусоидальную группу b можно рассматривать (по Фурье) как результат наложения одинаковых по длине групп синусоидальных волн с длинами волн λ , $\lambda/2$, $\lambda/3$ и т. д. (см. кривые c , d , e , f на рис. 196; ср. «Механика», § 100).

Теперь мы подходим к самому главному. Будем вести наблюдение с помощью *глаза*. Глаз действует селективно, т. е. избирательно. Он реагирует только на волны, лежащие между $0,75$ и $0,4$ мк. Поэтому в направлении r он видит

$$\left. \begin{array}{l} N^2 \\ 1 \rightarrow \\ 5 \rightarrow \\ 10 \rightarrow \end{array} \right\} A$$

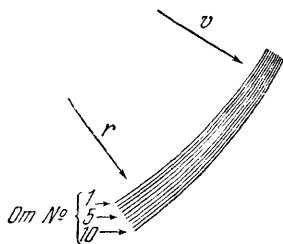


Рис. 195. К образованию решеткой волновых групп.

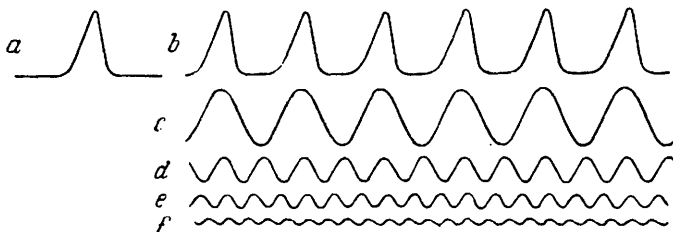


Рис. 196. Представление несинусоидальной группы волн b в виде последовательности непериодических групп a и ее разложение на синусоидальные цуги c , d , e , f .

только синусоидальную группу волн (кривая c) с $\lambda=0,75$ мк (красный), а в направлении v — группу волн с $\lambda=0,4$ мк (фиолетовый). Таким образом, можно сказать кратко, но ясно: сплошной спектр появляется, как группа эксцентрических *синусоидальных* волн. Число отдельных волн (т. е. «горб + впадина»)

в этой группе здесь, в спектре первого порядка, равно числу щелей решетки N . Но, вместе с тем, в спектре первого порядка $N = \lambda/d\lambda$ (см. уравнение (59)). Таким образом, понятие *разрешающей способности* приобретает простой смысл. Это — *число отдельных волн* (т. е. «горб + впадина»), *которые решетка создает из белого света и объединяет в одну группу*. Указанное положение можно вывести в общем виде для спектра любого порядка m . Для спектра второго порядка нужно начинать с кривой d . То же положение справедливо и для призмы, но там его обоснование несколько сложнее.

Соответствующее акустическое явление (Т. Юнг, 1801 г., И. Опфель, 1855 г.) нередко можно наблюдать на улице. Если идти по каменной мостовой около садового забора, то при каждом шаге слышен свистящий *звон* заметной продолжительности. Забор действует как отражательная решетка. Каждая планка забора отражает воздушный импульс, созданный ногой пешехода, и, таким образом, решетка превращает неперіодический импульс в несинусоидальную группу волн. Наше ухо работает гораздо менее селективно, чем глаз. Оно реагирует приблизительно на 10 октав, а, значит, не только на самую длинную волну λ , но и на $\lambda/2$, $\lambda/3$ и т. д. Поэтому ухо воспринимает несинусоидальную группу волн как *звон*, а не как тон, что имело бы место в случае группы синусоидальной формы.

§ 76. Интерференционные полосы Тальбота. В § 75 термин разрешающая способность спектральных приборов получил наглядное истолкование. Развитые выше представления дают наиболее простое объяснение условий, при которых в сплошном спектре возникают интерференционные полосы, открытые Тальботом (1837 г.). Для получения этих полос необходимо, чтобы при отображении спектра одна из определяющих *зрачки* диафрагм, помещенная на пути лучей, была наполовину прикрыта прозрачной пластинкой («ступенькой»)¹⁾. Такая ступенька должна удовлетворять двум условиям, которые сначала кажутся странными, но становятся понятными, когда мы обращаемся к рис. 197. Для того чтобы показать это, ограничим щель варьируемой ширины параллельный пучок света, проходящий сквозь дифракционную решетку спектрального прибора. Половину

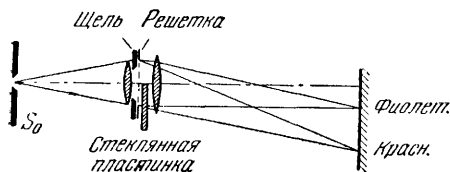


Рис. 197. К получению полос Тальбота при помощи спектрального аппарата с дифракционной решеткой.

На рисунке показан ход лучей до введения щелевой диафрагмы.

зрачной пластинкой («ступенькой»)¹⁾. Такая ступенька должна удовлетворять двум условиям, которые сначала кажутся странными, но становятся понятными, когда мы обращаемся к рис. 197. Для того чтобы показать это, ограничим щель варьируемой ширины параллельный пучок света, проходящий сквозь дифракционную решетку спектрального прибора. Половину

¹⁾ Тальбот рассматривал изображение спектра на стенном экране *одним* глазом, используя в качестве диафрагмы зрачок глаза и прикрывая его тонкой стеклянной пластинкой.

щели прикром плоскопараллельной «ступенькой», например микроскопическим покровным стеклышком толщиной d . Тогда между двумя половинами пучка появляется разность хода, т. е. разность оптических путей, равная

$$\Delta = d(n - 1),$$

или

$$\frac{\Delta}{\lambda} = \frac{d(n - 1)}{\lambda} = a. \quad (61)$$

Группы волн, проходящие через неприкрытое отверстие, обгоняют группы, проходящие через стекло, на a длин волн. Тогда мы увидим следующую картину.

1. Пусть ступенька расположена, как показано на рис. 197, т. е. находится с *красной* стороны спектра. Тогда спектр оказывается пересеченным множеством темных интерференционных полос, расположенных перпендикулярно к его продольному направлению. **Объяснение.** *Передняя* половина эксцентрических групп волн, создаваемых решеткой (гребни волн №№ 6—10 на рис. 195), запаздывает, проходя через ступеньку. Вследствие этого они налагаются на волны задней половины группы (№№ 1—5) и интерферируют с ними.

2. Ступенька ставится в другое положение, она устанавливается на *фиолетовой* стороне спектра. Не появляется никаких интерференционных полос. **Объяснение** (в соответствии с рис. 195). *Задняя* часть волновых групп (№№ 1—5) запаздывает, проходя через ступеньку. Вследствие этого между обеими частями волновой группы возникает промежуток. Нет ни наложения волн, ни их интерференции.

3. Ступеньку снова помещают в начальное положение, показанное на рис. 197. Варьируют ширину щели и находят для нее оптимальное значение, при котором полосы Тальбота наиболее отчетливы; при более широкой или более узкой щели полосы становятся бледнее. **Объяснение.** Ширина щели определяет число N используемых штрихов решетки и, тем самым, длину волновых групп, создаваемых решеткой. В спектре первого порядка вся группа состоит из N отдельных волн и численность

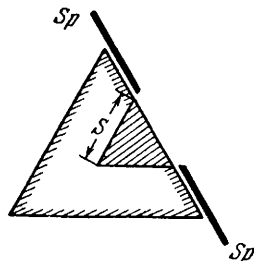


Рис. 198. К изменению разрешающей способности $\lambda/d\lambda$ (равной числу N волн в группах волн, создаваемых призмой) при помощи щели S_p .

После наложения щели действие призмы сводится к действию малой заштрихованной призмы с длиной основания S . Введение щели S_p приводит к такому же результату, как и неправильное освещение щели S_0 на рис. 197. В этом случае свет попадал бы только на узкую прямоугольную полосу коллиматорной линзы. Линза тогда была бы «недостаточно заполнена», и тем самым разрешающая способность прибора была бы снижена.

этой группы равна разрешающей способности решетки. Стеклаянная пластинка вносит в половину группы запаздывание на a длин волн (см. уравнение (61)). Следовательно, условие $a=N/2$ отвечает наиболее благоприятному случаю: обе части волновой группы полностью налагаются друг на друга. При других значениях N остаются выступающие, неинтерферирующие «концы». При $a>N$ обе части групп вообще не налагаются друг на друга.

В призмeнном спектрографе полосы Тальбота можно получить с тем же успехом, как и в спектрографе с решеткой. В случае призмы ширина щели S_p тоже изменяет разрешающую способность $\lambda/d\lambda=N$, равную числу отдельных волн в группах, создаваемых призмой (рис. 198). Возникновение групп в этом случае вызвано лишь *дисперсией* показателя преломления и не связано с угловой дисперсией призмы (см. § 14). Это подробно разъяснено в «Механике».

ГЛАВА IX

СКОРОСТЬ СВЕТА. СВЕТ В ДВИЖУЩИХСЯ СИСТЕМАХ ОТСЧЕТА

§ 77. **Первое измерение скорости света, сделанное Олафом Рёмером.** Открытие того, что скорость света имеет *конечное* значение, было крупнейшим научным достижением. Это открытие было сделано в 1676 г. датчанином Олафом Рёмером, в те годы — воспитателем дофина при дворе Людовика IV. Рёмер производил астрономические наблюдения и из них получал

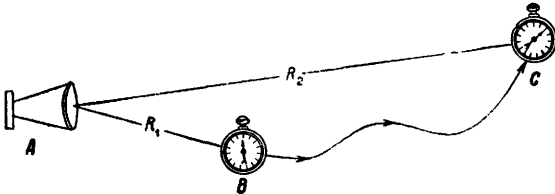


Рис. 199. Акустический модельный опыт, иллюстрирующий измерение скорости света по методу Олафа Рёмера.

правильное по порядку величины значение скорости света в вакууме. Его метод можно изящно продемонстрировать, измеряя скорость звука (рис. 199).

В *A* находится электрический автомобильный гудок, связанный с переключателем, снабженным часовым механизмом. Каждые три секунды гудок подает короткий сигнал. В *B* стоит наблюдатель с секундомером, измеряющим время с точностью $1/100$ сек. Полный оборот стрелки секундомера длится 3 сек. Секундомер пускается в ход в момент прихода одного из сигналов. В момент прихода следующего сигнала стрелка секундомера, совершив полный оборот, оказывается опять стоящей на нуле. Затем наблюдатель перемещается в точку *C*, двигаясь по любому пути и увеличивая расстояние между собой и источником звука на отрезок $D = R_2 - R_1$. Вследствие этого сигнал

приходит позже, чем в первом случае. При $D=114$ м стрелка секундомера в момент прихода сигнала показывает уже $0,33$ сек за нулевой точкой. Следовательно, скорость звука равна $114 : 0,33 = 345$ м/сек.

Вместо звуковых сигналов Рёмер пользовался световыми сигналами, посылаемыми спутником Юпитера при выходе его из тени планеты. Интервал между этими сигналами равнялся $42,5$ час, т. е. времени обращения спутника. Роль точек B и C у Рёмера играли ближайшая и наиболее удаленная от Юпитера точки земной орбиты, т. е. D равнялось диаметру земной орбиты $= 3 \cdot 10^{11}$ м. В точку C сигнал приходил позже, чем в точку B , на 1320 сек. Отсюда Рёмер вычислил скорость света, получив значение $\frac{3 \cdot 10^{11} \text{ м}}{1,3 \cdot 10^3 \text{ сек}} = 2,3 \cdot 10^8$ м/сек.

Даже теперь, несмотря на усовершенствованную технику наблюдений, при выходе спутника Юпитера из тени не удается обнаружить никаких цветовых явлений. Следовательно, свет различных длин волны пробегает мировое пространство с одинаковой фазовой скоростью, т. е. в вакууме отсутствует дисперсия света. В вакууме групповая и фазовая скорости света одинаковы¹⁾; их принято обозначать буквой c . В настоящее время наиболее надежным значением скорости света считается $c = 2,998 \cdot 10^8$ м/сек.

В воздухе скорость света на $0,03\%$ меньше, чем в вакууме. Фазовая и групповая скорости света в воздухе настолько мало отличаются друг от друга, что разницу между ними измерить невозможно. Методы измерения скорости света описаны в § 78.

§ 78. Измерения скорости света в земных условиях. В астрономическом методе Олафа Рёмера свет проходит только в одном направлении; объектом измерения служит время этого прохождения. В земных методах определения скорости света, к

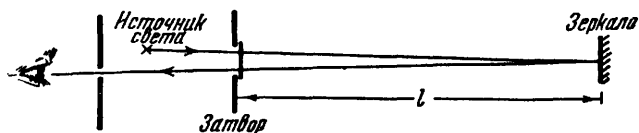


Рис. 200. Схема, иллюстрирующая измерение скорости света по методу Физо.

описанию которых мы переходим, свет проходит по замкнутому пути, например, два раза по одному и тому же пути в противоположных направлениях. При этом измеряют лишь «срок воз-

¹⁾ Понятия фазовой и групповой скорости подробно разъяснены в «Механике», § 125.

врата», т. е. время между моментами отправления и возвращения сигнала. На это различие следует обратить внимание.

На рис. 200 изображен ход главных лучей в часто используемом методе измерения (А. Физо, 1849 г.). За время t свет от лампы разделяется посредством периодически работающего затвора на N отдельных сигналов. Эти сигналы бегут к удаленному зеркалу. Возвращаясь, они встречают затвор или еще закрытым, или уже вновь открытым. Во втором случае сигнал может попасть в глаз наблюдателя. Тогда

$$\text{Время пробега света} = \text{Период затвора}^1) = t/N,$$

или

$$\frac{2l}{c} = \frac{t}{N}.$$

Периодический затвор может быть механическим (например, зубчатое колесо) или электрическим (управление высокочастотным переменным током). В случае механического затвора выбирают длину пути света $2l$ порядка 20 км; в случае электрического затвора расстояние $2l$ можно уменьшить до нескольких метров; однако для точных измерений длина пути $2l$ должна равняться нескольким сотням метров.

Другой метод измерения скорости света, удобный для демонстрационных целей, приведен на рис. 201. На нем показаны не только главные лучи, но и используемые в действительности

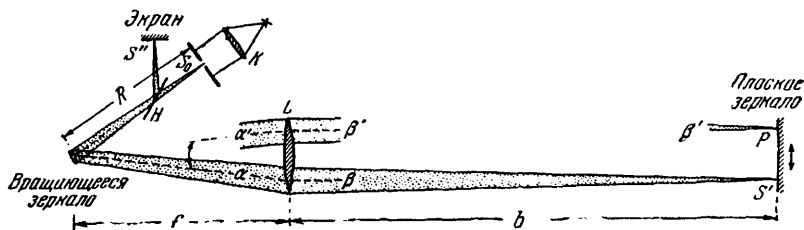


Рис. 201. К измерению скорости света методом Фуко (1850 г.).

Впоследствии этот метод был упрощен Майкельсоном (1878 г.). Вращающееся зеркало служит входным зрачком; ход лучей справа от линзы L телецентрический. Числовой пример: $R=5,2$ м, $f=10,5$ м; $b=32$ м; диаметры L и P одинаковы и равны 30 см. Диаметр вращающегося двустороннего зеркала 5 см, число его оборотов в секунду около 200 сек⁻¹. Частота вращения N/t светового пучка радиуса R достигает 400 сек⁻¹. Смещение изображения щели s — до 4 мм.

пучки света. Здесь S_0 — источник света — освещенная щель. В фокусе линзы L находится маленькое вращающееся зеркальце, ось вращения которого перпендикулярна к плоскости чертежа и проходит через фокус. При вращении (сначала медленном) зеркальце за время t посылает N сигналов в отверстие

¹⁾ Или кратное этой величины.

линзы L . Каждый сигнал создает изображение S' щели на плоском зеркальце P . После отражения световой пучок проходит тот же путь в обратном направлении и дает в конце пути изображение первого изображения щели S' , т. е. S'' , которое попадает внутрь щели S_0 , вследствие чего оно невидимо. Однако его можно отклонить на экран при помощи вспомогательного полупрозрачного зеркала H (тонкая плоскопараллельная стеклянная пластинка). Вспомогательное зеркало H помогает уяснить принцип действия установки: для этой цели медленно поворачивают рукой вращающееся зеркало в ту и другую сторону. Тогда часть α светового пучка вращается в направлениях, указанных двусторонней изогнутой стрелкой, а часть β светового пучка перемещается параллельно самой себе. Обе смещенные части пучка обозначены буквами α' и β' . При этом первое изображение щели S' проходит путь, равный всему диаметру плоского зеркала P , в направлениях, указанных прямой двусторонней стрелкой. *Несмотря на такое перемещение светового пучка и первого изображения щели S' , второе изображение щели S'' остается в покое.* Это решающее обстоятельство. Причину легко понять: при малых частотах вращения каждый световой сигнал, возвращаясь, встречает вращающееся зеркало практически в том же положении, в котором он его покинул.

Иначе обстоит дело при больших частотах вращения. Возвращающийся сигнал попадает на зеркальце, которое уже успело повернуться на малый угол. В соответствии с этим изображение щели S'' также смещается в сторону на отрезок s . Теперь удаляют вспомогательное зеркало H , и тогда S'' оказывается в плоскости щели и смещено в сторону на расстояние s от щели S_0 . При этом

$$\text{Время пробега} = \frac{\text{Пройденный путь}}{\text{Скорость}},$$

или

$$\frac{t}{N} \frac{s}{2R\pi} = \frac{2(f+b)}{c}.$$

Параметры установки, используемой в физической аудитории Гёттингенского университета, указаны в подписи к рис. 201.

§ 79. Групповая скорость света. Можно заставить свет проходить часть своего пути (см. рис. 201) в жидкости с сильной дисперсией, например в сероуглероде. Тогда для практически непериодических групп волн белого света (см. рис. 139) окажется справедливым все то, что было сказано об аналогичных волнах тяжести на воде: они растягиваются в *длинную* группу волн (рис. 202). Начало этой группы состоит из длинных, конец из коротких более или менее синусоидальных волн; «красный»

свет приходит первым, «фиолетовый» — последним. Поэтому изображение щели S'' на рис. 201 имеет вид короткого спектра. Это еще раз показывает, что спектр возникает только вследствие дисперсии (см. рис. 41), его появление не связано с призматической формой диспергирующей среды.



Рис. 202. Группа волн, образованная вследствие дисперсии.

Наличие дисперсии заставляет также и в оптике различать фазовую скорость c' и групповую скорость c^* . Согласно § 125 «Механики»,

$$c^* = c' - \lambda \frac{dc'}{d\lambda} \quad (65)$$

и

$$\frac{dc'}{d\lambda} = -\frac{c}{n^2} \frac{dn}{d\lambda}. \quad (66)$$

Здесь c — фазовая скорость в вакууме, $c' = c/n$ — фазовая скорость в веществе с показателем преломления n .

Пример. Показатель преломления сероуглерода для желтого света с длиной волны $\lambda = 5,89 \cdot 10^{-7}$ м (знакомый нам «натриевый свет» или «свет линий D ») равен $n_D = 1,63$. Фазовая скорость для этого света равна, таким образом, $c'_D = c/1,63 = 1,84 \cdot 10^8$ м/сек. Измерение дает, однако, всего лишь $1,72 \cdot 10^8$ м/сек. Это — групповая скорость света c^*_D в области данных длин волн. Для того чтобы вычислить ее из уравнения (66), следует знать определенную из опыта дисперсию сероуглерода в области линий D и фазовую скорость c'_D . Имеем: $(dn/d\lambda)_D = -1,88 \cdot 10^5$ м⁻¹ и $c'_D = c/n = 1,84 \cdot 10^8$ м/сек. Подставляя эти величины, получим из уравнения (65) $c^*_D = 1,72 \cdot 10^8$ м/сек.

§ 80. Частота света. Из фазовой скорости c и длины волны λ можно вычислить частоту ν . Для любой волны

$$\boxed{\nu \cdot \lambda = c.} \quad (67)$$

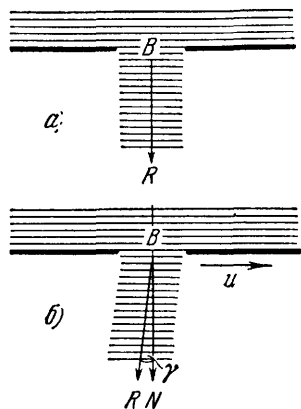
Из этого уравнения следует, что видимому монохроматическому свету с $\lambda \approx 0,6$ мк отвечает частота порядка $5 \cdot 10^{14}$ сек⁻¹.

Непосредственные измерения частоты удаются в оптике лишь в отдельных случаях для крайне длинноволновой инфракрасной области. Вообще же, в оптике измеряются только длины волн, а частоты вычисляются из уравнения (67). Поэтому было существенно произвести измерения фазовой скорости света в вакууме в широкой области частот, для того чтобы убедиться в постоянстве этой скорости. Это и было сделано. Вопрос о фазовой скорости электромагнитных волн, используемых

в технике, разобран в «Электричестве». В последние годы неоднократно делались прецизионные измерения. Среднее значение, полученное из наиболее точных измерений фазовой скорости электромагнитных волн, оказалось таким же, как и для видимого света.

Сравнение с фазовой скоростью электромагнитных волн позволило недавно измерить также и скорость γ -лучей (длины пробега ≈ 10 м). При этом использовались методы современной электроники (схемы совпадений и т. п.). Наиболее точные измерения дали $c = 2,97 \cdot 10^8$ м/сек. Таким образом, скорость света в вакууме можно в настоящее время считать хорошо определенной константой в очень широком интервале частот от 10^7 сек $^{-1}$ ($\lambda = 30$ м) до 10^{22} сек $^{-1}$ ($\lambda = 3 \cdot 10^{-14}$ м = $3 \cdot 10^{-4}$ Å).

§ 81. Измерение скорости света при наблюдениях в системах отсчета, движущихся с ускорением. *Случай I. Источник света находится вне системы. Аберрация.* На рис. 203, а водяные волны с плоским фронтом падают нормально на отверстие В. Отверстие выделяет из них ограниченный, приблизительно параллельный пучок. И в данном случае ограничение пучка является существенным обстоятельством. На рис. 203, б показан тот же опыт, но на этот раз отверстие В движется с постоянной скоростью u в направлении стрелки. Теперь главный луч оказывается преломленным. При таком преломлении направление распространения волны R отклоняется за отверстием на угол γ от нормали к фронту волны N . Для малых углов γ имеем



$$\sin \gamma = \frac{u}{c}. \quad (68)$$

Здесь c — фазовая скорость волн в направлении N . Зная величины γ и u , можно вычислить c .

Рис 203. К возникновению аберрации водяных волн (схема).

Угол отклонения γ можно определить лишь в том случае, если удастся наблюдать угол падения (на рис. 203 он равен нулю). В противном случае следует изменить скорость движения отверстия на известную величину Δu и измерить соответствующее изменение направления $\Delta \gamma$. Проще всего изменить направление скорости на 180° , тогда $\Delta u = 2u$ и $\Delta \gamma = 2\gamma$.

В оптике описанная ситуация приводит к «абберации света».

На рис. 204 представлено в перспективе движение Земли по ее (практически круговой) орбите вокруг Солнца; Земля сначала находится в произвольной точке J , а затем, через полгода, в точке D . Обе стрелки указывают скорости движения только вдоль орбиты, равные в обеих точках $u=30$ км/сек. Таким образом, общая скорость движения всей нашей планетной системы относительно Млечного Пути не учитывается. Существенно только изменение скорости Δu между точками J и D . Оно равно $2u=60$ км/сек.

На рис. 205 показано измерение углового расстояния δ между двумя неподвижными звездами, один раз из точки D (наверху), а другой — из точки J (внизу). Пусть одна из звезд видна недалеко от оси земной орбиты, другая — вблизи плоскости земной орбиты, а именно, в направлении касательной к орбите. Угловое расстояние δ между обеими звездами имеет разное значение в зависимости от того, измеряется ли оно из точки J или из точки D . Измерения дают $\delta_D - \delta_J = 2\gamma = 41''$ или $\sin \gamma = 10^{-4}$. Отсюда, согласно уравнению (68),

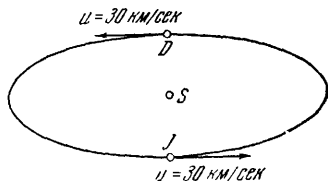


Рис. 204. Схема, иллюстрирующая изменение скорости Земли при ее движении по орбите вокруг Солнца.

$$c = \frac{3 \cdot 10^4 \text{ м}}{10^{-4} \text{ сек}} = 3 \cdot 10^8 \text{ м/сек.}$$

Вследствие этого все неподвижные звезды, находящиеся вблизи оси земной орбиты, описывают за год круговую орбиту с диаметром, равным $41''$; это — годограф нашей земной орбиты¹⁾. Можно также наблюдать две неподвижные звезды вблизи плоскости земной орбиты, одну в радиальном, другую в тангенциальном направлении. Их угловое расстояние тоже изменяется за год на $\pm \gamma = 20,5$ сек, но их путь кажется прямой линией. Звезды, находящиеся между осью и плоскостью земной орбиты, описывают в течение года эллиптические орбиты с большой осью, равной $41''$. Все это явление называется астрономической абберацией. Оно было открыто Брэдли и объяснено в 1728 г. Отношение u/c , т. е. отношение скорости движения Земли по орбите к скорости света, астрономы называют «абберационной постоянной». Для неподвижных звезд, находящихся

¹⁾ Если представить движение тела (точечной массы) вдоль его траектории, изобразив величину и направление его скорости с помощью векторов, начинающихся из одной и той же точки, то линия, соединяющая концы векторов, дает годограф траектории тела; для всех кеплеровских эллипсов годограф есть окружность.

вблизи земной орбиты, эту постоянную можно измерить также при помощи явления Доплера (см. ниже § 82).

Для водяных волн (см. рис. 203) можно указать скорость движения отверстия относительно носителя волн — воды. В случае aberrации света соответствующая скорость нам, однако, неизвестна. Поэтому на рис. 205 нет никаких указаний относительно направления света до того, как он попал в отверстие, ограничивающее пучок¹⁾. *Аберрация возникает только вследствие известного изменения скорости, сама величина которой неизвестна.* Мы использовали земную орбиту как большую карусель, т. е. как систему отсчета, движущуюся с ускорением. Естественно, что при точных измерениях следует учесть также и вращение Земли вокруг своей оси.

Случай II. Источник света находится в системе отсчета, движущейся с ускорением. Мы не могли продемонстрировать aberrацию света в лабораторных условиях, так как пока невозможно получить скорости и требуемой величины. Дело обстоит иначе, если опыт ставится так, что внутри системы, движущейся с ускорением, находится не только прибор, служащий для наблюдения (телескоп), но и источник света.

Рис. 205. Схема, иллюстрирующая изменение углового расстояния δ между двумя неподвижными звездами в течение года. *Астрономическая aberrация.*

Рассмотрим простейшую схему опыта. На рис. 206 изображена карусель; пусть сначала она неподвижна. Из точки A выходят два когерентных пучка света 1 и 2 . Они достигают точки B , отражаясь от зеркал, помещенных в углах многоугольника. В точке B они снова сходятся и дают интерференционную картину, например кривые равного наклона. Положение полос фиксируется фотографированием. Затем карусель начинают вращать против часовой стрелки, и снова фотографируют интерференционные полосы. При этом оказывается, что полосы смещены на некоторую долю интервала Z (расстояния между соседними полосами). Из величины этого смещения можно вычислить скорость света.

Обоснование. Выберем точку наблюдения вне карусели. Кроме того, представим себе, что ломаный путь от A до B

¹⁾ На рис. 205 вверху показано отверстие диафрагмы B . Естественно, что при астрономических измерениях роль диафрагмы играет оправа объектива телескопа.

заменен полуокружностью, т. е. равен πr . Тогда каждый из двух пучков света проходит путь от A до B за время $t = \pi r / c$. За то же время «цель», т. е. точка B , ушла вперед, двигаясь со скоростью $u = \omega r$, на расстояние

$$s = \omega r t = \frac{\omega \pi r^2}{c} = \frac{\omega F}{c}, \quad (69)$$

где $\omega = 2\pi N/t$ — угловая скорость карусели, совершающей N/t оборотов в 1 сек, и F — площадь, охватываемая путями лучей 1 и 2. В результате световой пучок 1 должен пройти путь, длина которого увеличилась на s , а пучок 2 — путь, длина которого уменьшилась на s . Таким образом, вследствие вращения между обоими световыми пучками создается разность хода

$$\Delta = 2s = \frac{2\omega F}{c}. \quad (70)$$

Разность хода приводит к смещению полос интерференции, которое легко увеличить в 4 раза. Во-первых, точки A и B располагают рядом и заставляют оба световых пучка пробегать весь периметр карусели. Путь и смещение полос при этом удваиваются. Во-вторых, во время опыта изменяют направление вращения, благодаря чему смещение полос удваивается еще раз. Таким образом, полная разность хода составляет

$$\Delta = \frac{8\omega F}{c} \quad \text{или} \quad \frac{\Delta}{\lambda} = \frac{8\omega F}{c\lambda}. \quad (71)$$

Численный пример. Пусть разность хода достигает величины $\Delta = \lambda/3$, т. е. при изменении направления вращения карусели смещение полос составляет $1/3$ расстояния между полосами. Для желтого света $\lambda = 0,6 \text{ мк} = 6 \cdot 10^{-7} \text{ м}$, $c = 3 \cdot 10^8 \text{ м/сек}$. Следовательно, произведение NF/t должно равняться $1,2 \text{ м}^2$. Экспериментально этого можно достигнуть различными способами. Приведем несколько примеров.

1. Карусель имеет площадь $1,2 \text{ м}^2$; $N/t = 1 \text{ сек}^{-1}$, т. е. она совершает один оборот в секунду.

2. Интерференционная установка помещается на борту парохода. Путь лучей охватывает площадь $F = 120 \text{ м}^2$, а пароход описывает полный круг за 100 сек , т. е. $N/t = 10^{-2} \text{ сек}$ (при

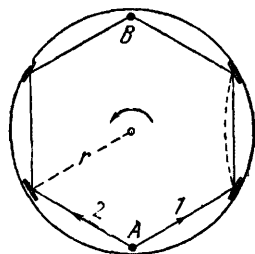


Рис. 206. К измерению скорости света в интерференционных опытах на карусели.

В этой упрощенной схеме не показаны части интерферометра, находящиеся в A и B . Строго говоря, стороны многоугольника, т. е. отрезки путей, проходящих светом, должны быть слегка искривленными, в соответствии с искривлением под действием сил Кориолиса. Для выбранного направления вращения это показано на рисунке справа пунктирной линией.

вращательном движении угловая скорость не зависит от положения оси вращения).

3. Путь лучей (в наземных эвакуированных трубах) охватывает площадь величиной $F=10^5 \text{ м}^2$. Тогда угловая скорость вращения Земли $\omega=2\pi N/t$ или, точнее, ее компонента, перпендикулярная к месту наблюдения, оказывается достаточной. Так получается оптическая аналогия опыта с маятником Фуко («Механика», § 65).

Нельзя ни задержать Землю, ни изменить направление ее вращения. Поэтому определение первоначального положения интерференционных полос требует привлечения искусственного приема: свет в интерференционной установке заставляет обегать сперва лишь ничтожно малую площадь и только после этого — большую. Тогда, хотя в уравнении (71) и теряется множитель 2, но зато опыт (проделанный в 1925 г. А. А. Майкельсоном) дает безупречный результат.

Ни одна из этих методик не годится для демонстрационных опытов. Защита установки от центробежных сил и колебаний температуры связана со значительными трудностями. Поэтому мы ограничились простой схемой, не прибегая к детальному рассмотрению хода лучей.

§ 82. Явление Доплера для света. В случае механических волн (например, звуковых) как источник, так и наблюдатель могут перемещаться по отношению к носителю волн (например, воздуху). Скорость u того и другого может быть точно определена и измерена. При движении источника и наблюдателя частота ν' , регистрируемая наблюдателем, не совпадает с частотой источника. Это явление называют явлением Доплера. При движении наблюдателя («Механика», § 130) мы получаем

$$\nu' = \nu \left(1 \pm \frac{u}{c} \right), \quad (72)$$

а при движении источника —

$$\nu' = \frac{\nu}{\left(1 \mp \frac{u}{c} \right)} = \nu \left(1 \pm \frac{u}{c} + \frac{u^2}{c^2} \pm \dots \right) \quad (73)$$

(верхний знак соответствует уменьшению расстояния между источником и наблюдателем).

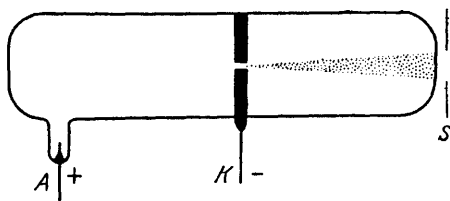
В этом параграфе мы ограничимся рассмотрением малых значений отношения u/c , и поэтому будем пренебрегать членом u^2/c^2 и всеми остальными членами высшего порядка. Тогда уравнение (72) не будет отличаться от уравнения (73). Наблюдаемое изменение частоты ($\nu' - \nu$) в этом случае зависит только

от *относительной* скорости u источника и наблюдателя, и мы можем написать

$$v' = v \left(1 \pm \frac{u}{c} \right). \quad (74)$$

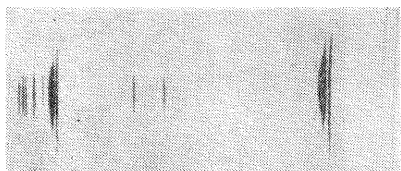
Выраженное в этой форме явление Доплера играет в оптике большую роль.

Для проведения качественных демонстрационных опытов скорость u должна равняться нескольким десятым долям от скорости света c . В лаборатории этого можно пока достигнуть только электрическими методами. В качестве быстро движущегося источника света применяют каналовые лучи (рис. 207).



В трубке между катодом K и анодом A находится водород при давлении 10^{-3} — 10^{-4} мм Hg. Напряжение порядка 30 000 в создает самостоятельный разряд. Из канала вылетают каналовые лучи — положительно заряженные ионы водорода.

При столкновении с покоящимися атомами ионы водорода возбуждаются и излучают свет. Наблюдение производится с помощью спектрального прибора в направлении движения каналовых лучей — получается картина, изображенная на рис. 208.



H_δ
0,410 мк

H_γ
0,434 мк

Рис. 208. Явление Доплера в спектре водородных каналовых лучей.

Резкие линии H_γ и H_δ испущены покоящимися атомами, прилегающие к ним слева широкие линии создаются атомами, движущимися с различными скоростями.

пространства света или в противоположном ему направлении. В качестве примера возьмем воздушный клин, образованный двумя отражающими плоскостями (см. рис. 136, а). Будем медленно перемещать одну из них, непрерывно изменяя, таким

Осуществление явления Доплера с источниками света, перемещаемыми механическими методами, не оправдывает тех экспериментальных трудностей, которые при этом приходится преодолевать. Подобный опыт не дает в сущности ничего нового по сравнению с любым интерференционным опытом, в котором одно из зеркал движется со скоростью u в направлении рас-

образом, разность хода обоих пересекающихся цугов волн. При этом полосы проходят через поле зрения, вследствие чего облученность в *данной точке* поля зрения периодически изменяется, например, n раз за время t . В результате явления Доплера частота отраженного цуга волн изменяется на величину $\Delta\nu = 2u/\lambda$ по сравнению с частотой ν падающего света. При наложении обоих цугов возникают биения с частотой $\nu_s = n/t = \Delta\nu$.

Оптическое явление Доплера приобрело громадное значение в астрономии. В спектрах далеких неподвижных звезд или звездных систем спектральные линии известных элементов часто оказываются смещенными в сторону более длинных или более коротких волн. В большинстве случаев это смещение безусловно объясняется эффектом Доплера. По величине смещения вычисляют радиальную скорость звезд u_r , т. е. скорость их вдоль линии, соединяющей звезду и Землю.

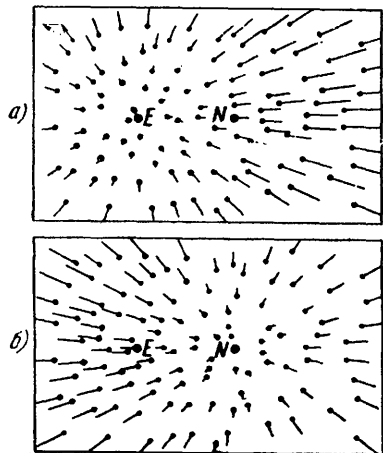


Рис. 209. К вопросу о радиальном разбегании туманностей, установленном из «красного смещения» спектральных линий.

Вверху E , внизу N — места, в которых находится наблюдатель.

Следует отметить, что скорости всех туманностей направлены от Земли, и их величина возрастает пропорционально расстоянию от Земли до туманности. Это наглядно показано на рис. 209, a (E — Земля). Длины вычерченных отрезков выражают скорости. Расстояния, наблюдаемые в настоящее время, достигают $5 \cdot 10^8$ световых лет.

Эта зависимость, открытая Хабблом, приписывает нашей Земле маловероятное особое положение во Вселенной. На самом деле это не так. Рис. 209, a , например, может изображать состязание школьников в беге. Сначала все ученики группировались вокруг учителя в месте E . Затем в один и тот же момент они начали свой бег в различных произвольных направлениях; цель их — далекая, описанная вокруг E окружность. На рис. 209, a черные точки указывают местонахождение каждого бегуна в какое-то время, а длины штрихов — их скорости в то же время. Расстояния, пройденные с момента старта, пропорциональны скоростям бегунов. Самые быстрые бегуны находятся в наиболее удаленных местах.

Рис. 209, б изображает те же состязания в беге, наблюдаемые в тот же момент времени, но не из точки E , занимаемой учителем, а из точки, в которой находится в данный момент какой-нибудь участвующий в беге ученик. Этот рисунок очень просто получается из рис. 209, а. Следует только произвести векторное вычитание скорости бегуна N из всех остальных скоростей, изображенных стрелками на рис. 209, а (слева вверху пунктиром показан пример такого вычитания). Теперь центр общего радиального движения находится уже не в E , а в N .

§ 83. Явление Доплера при больших скоростях. В § 82 мы ограничились рассмотрением малых значений отношения u/c и пренебрегли квадратичным членом u^2/c^2 в уравнении (73). Теперь мы отбросим это ограничение. Тогда можно поставить следующий воображаемый оптический опыт, поясняемый рис. 210.

Пусть на рис. 210, а S — источник и E — наблюдатель. Оба они движутся навстречу друг другу с равными по величине, но противоположно направленными скоростями; относительно земной поверхности эти скорости равны $u_S = u_E = 30$ км/сек. Теперь обратим внимание на скорость u_E движения Земли по орбите.

Будем считать, что u_E параллельно u_S . Тогда мы получим случай, изображенный на рис. 210, б.

Наблюдатель E находится в покое, источник S движется вправо со скоростью $u_S + u_E = 60$ км/сек, изменение частоты можно вычислить из уравнения (73). Затем повернем экспериментальную установку, а вместе с ней и путь, проходимый светом, на 180° . Мы получим случай, изображенный на рис. 210, в. Теперь в покое находится источник, а наблюдатель E движется со скоростью 60 км/сек вправо. Применив уравнение (72), найдем, что теперь изменение частоты меньше на величину u^2/c^2 .

Таким образом, результат этого наблюдения явления Доплера зависел бы от ориентации установки относительно направления скорости движения Земли по орбите u_E . Однако, несмотря на настойчивые поиски, ни в одном опыте — ни электрическом, ни оптическом — такую зависимость результатов наблюдения от ориентации установки найти не удалось; она не была обнаружена даже при измерениях с точностью до восьмого десятичного знака («Электричество», гл. XXI). Отсюда вытекает неизбежное следствие: верные в механике уравнения (72) и (73) нельзя перенести в оптику, если точность наблюдения позволяет учитывать квадратичный член u^2/c^2 . В оптике нельзя провести различие между движущимся источником и движущимся

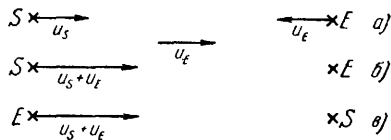


Рис. 210. К вопросу об явлении Доплера для света.

наблюдателем. Оба уравнения (72) и (73) следует заменить одним, а именно,

$$v' = v \left(1 \pm \frac{u}{c}\right) / \sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}} = v \left(1 \pm \frac{u}{c} + \frac{1}{2} \frac{u^2}{c^2} \pm \dots\right) \quad (75)$$

Для вывода этого уравнения используются преобразования Лорентца, рассматриваемые в «Электричестве». Экспериментальная проверка уравнения (75) была проведена впервые в 1938 г. на каналовых лучах и дала положительный результат.

ГЛАВА X

ПОЛЯРИЗОВАННЫЙ СВЕТ

§ 84. Различие между поперечными и продольными волнами.

В механике мы научились различать поперечные и продольные волны. На рис. 211 в качестве примера показаны два «моментальных изображения»; на верхнем — поперечная волна, например волна, бегущая вдоль шнура. На нем видны гребни и впадины волн. На ниж-

нем показана продольная волна, например звуковая волна в трубе. На нем видны сгущения и разрежения¹⁾. Продольная волна имеет одинаковые свойства во всех направлениях, перпендикулярных к направлению своего распространения, поперечная же волна может обладать явно выраженной «однонаправленностью». Как показано на рис. 211, *a*, она может быть «линейно поляризованной». Это следует пояснить подробнее.

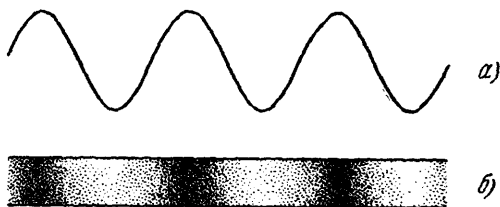


Рис. 211. Моментальное изображение поперечной (*a*) и продольной (*b*) волн.

Будем смотреть в направлении, нормальном к направлению распространения волны. Пусть сначала направление взгляда нормально к плоскости чертежа: оба волновых процесса (см. рис. 211) видны совершенно явственно. Затем представим себе, что направление взгляда совпадает с плоскостью чертежа: во внешнем виде продольной волны ничто не изменилось, но поперечная волна стала невидимой. Шнур виден лишь в виде покоящейся прямой линии. Таким образом, поперечная волна на

будем смотреть в направлении, нормальном к направлению распространения волны. Пусть сначала направление взгляда нормально к плоскости чертежа: оба волновых процесса (см. рис. 211) видны совершенно явственно. Затем представим себе, что направление взгляда совпадает с плоскостью чертежа: во внешнем виде продольной волны ничто не изменилось, но поперечная волна стала невидимой. Шнур виден лишь в виде покоящейся прямой линии. Таким образом, поперечная волна на

¹⁾ Рис. 211 следует представить себе как «моментальную фотографию» двух опытов; графически каждую продольную волну, так же как и поперечную, можно показать волнообразной линией. На чертеже, изображающем звуковую волну, ордината может означать, например, плотность воздуха; тогда гребень волны соответствует сгущению.

рис. 211 обладает однонаправленностью, характеризуемой «плоскостью колебаний». Процесс прохождения поперечной волны становится невидимым, если глаз находится в плоскости колебаний.

Таким образом, в механике однонаправленность, или поляризация, может наблюдаться лишь у поперечных волн. Но следует остерегаться обратного утверждения: отсутствие однонаправленности еще не означает, что волны не поперечны. Дело в том, что положение плоскости колебаний поперечных волн может быстро и беспорядочно изменяться. Тогда и для поперечных волн *в среднем по времени* однонаправленность отсутствует.

Впрочем, и в этом случае можно экспериментально установить разницу между поперечными и продольными волнами. Мы поясним это опять с помощью механического опыта. На рис. 212

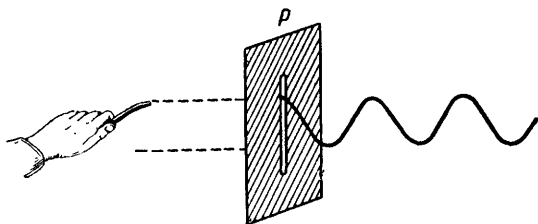


Рис. 212. Щель P , служащая поляризатором для механических поперечных волн.

показано, как рука создает поперечные волны в длинном резиновом шнуре. Рука движется с постоянной частотой и амплитудой, но непрерывно и беспорядочно изменяет направление своих колебаний. Вследствие этого плоскость колебаний волны беспорядочно изменяется, и волны заполняют цилиндрический объем, причем направление распространения волн совпадает с осью цилиндра. Пересечение цилиндра с плоскостью чертежа показано двумя пунктирными линиями. Теперь наступает существенный момент опыта. Шнур пропускают через узкую щель P . Эта щель действует как «поляризатор». Она выделяет единственную постоянную плоскость колебаний из совокупности быстро меняющихся плоскостей. На рис. 212 выделенная плоскость параллельна плоскости чертежа. Поэтому справа от поляризатора P можно наблюдать линейно поляризованную волну. Ее однонаправленность однозначно указывает характер волн, попадающих на поляризатор: это — поперечные волны.

§ 85. Свет как поперечная волна. Сведения, приобретенные в механике, следует разумным образом перенести на оптику,

Какими волнами следует описывать свет, продольными или поперечными?

Мы начинаем с основного оптического наблюдения — с видимого следа света в мутной среде. В качестве такой среды мы выберем воду с взвешенными в ней мелкими частицами. Световой пучок выглядит совершенно одинаково во всех направлениях, перпендикулярных к линии его распространения; однонаправленности не наблюдается. Но только *положительное* утверждение о наличии однонаправленности может исключить продольные волны и однозначно решить вопрос в пользу волн поперечных. К такому положительному утверждению пришли следующим путем.

Датчанин Эразм Бартолинус в 1669 г. открыл «двойное преломление». Он заставлял световой пучок падать нормально на пластинку из исландского шпата (CaCO_3) (рис. 213). При этом он обнаружил расщепление светового пучка на два. Один из них, обозначенный буквой o , проходит кристаллическую пластинку без отклонения от первоначального направления. Таким

образом, пучок o распространяется так же, как распространялся бы луч, падающий под прямым углом на любую стеклянную пластинку. Поэтому пучок o называют «обыкновенным». Другой пучок ao , несмотря на нормальное падение, испытывает преломление и выходит из кристалла смещенным параллельно начальному пучку. Второй пучок называется «необыкновенным».

Имеется много возможностей для устранения одного из них. Проще всего это можно сделать при помощи диафрагмы B , как показано на рис. 213. Она пропускает только обыкновенный световой пучок. В результате устранения одного из пучков двоякопреломляющий кристалл становится *поляризатором*. Он служит для световых волн тем же, что и поляризатор в виде щели для механических волн (см. рис. 212). Это становится ясным из следующего опыта.

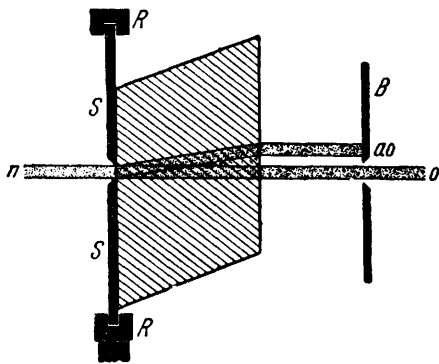


Рис. 213. К демонстрации двойного преломления.

Толстая пластинка исландского шпата (кусок природного шпата в виде ромбоэдра) укреплена на диске SS . Диск может вращаться в кольце RR вокруг оси $n-o$. При добавлении диафрагмы B получается простой поляризатор. (Направление оптической оси показано штриховкой; см. § 87.)

Пропустим свет через поляризатор и рассмотрим его след в сосуде с мутной жидкостью. Теперь световой пучок обнаруживает резко выраженную однонаправленность: глядя в направлении, нормальном к световому пучку, и обводя глаз вокруг оси пучка, мы заметим, что в двух положениях, отстоящих друг от друга на 180° , глаз светового пучка не видит. В этих положениях глаз находится в плоскости колебаний. Отметим ее на поляризаторе, прикрепив к нему указательную стрелку \mathcal{E} .

Можно, однако, произвести наблюдение более удобным способом. Сохраним положение нашего глаза неподвижным и используем указательную стрелку как ручку, вращая поляриза-

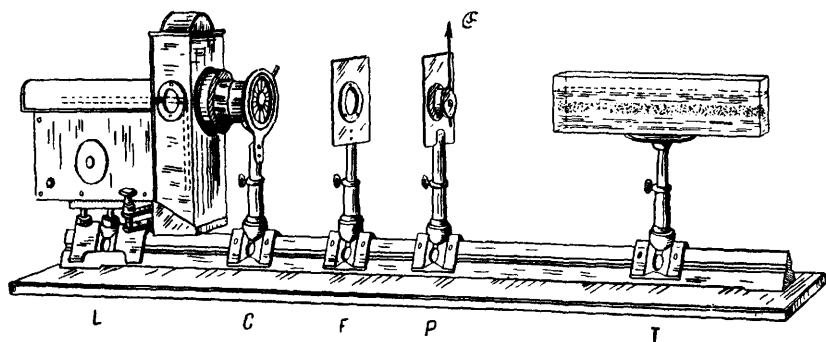


Рис. 214. Установка для демонстрации плоскости колебаний света.

P — поляризатор. Воду в сосуде делают мутной, добавляя несколько капель спиртового раствора мастики; перед употреблением ее фильтруют.

тор вокруг направления пучка (рис. 214). Таким способом можно эффектно продемонстрировать перед большой аудиторией переход от хорошей видимости светового пучка к полному его исчезновению.

Подведем итог: с помощью поляризатора можно получить световые пучки, которым следует сопоставить поперечные волны с определенной, постоянной плоскостью колебаний. *Световой пучок становится невидимым, если глаз находится в плоскости колебаний.* Таким способом можно установить положение плоскости колебаний в поляризаторе и отметить его стрелкой.

Благодаря открытию поляризации описание световых явлений с помощью волн стало значительно более содержательным. Теперь мы можем сказать: наша, столь часто встречающаяся схема волны, волнообразная линия, в простейшем случае синусоида, соответствует в оптике картине *поперечной волны*. «Элонгации» в поперечной волне могут происходить в одной плоскости, световая волна может быть линейно поляризован-

ной. Следовательно, элонгация и ее максимальное значение, называемое «амплитудой» (см. конец § 13), есть направленная величина, *вектор*, перпендикулярный к направлению распространения волны. Поэтому элонгацию световой волны мы будем называть в дальнейшем *световым вектором* и станем сначала ее самое, а позднее (с § 95) также и ее амплитуду обозначать буквой \mathcal{E} . Физической природы светового вектора мы пока касаться не будем. Мы по-прежнему будем ограничиваться при изложении оптических явлений только безусловно необходимыми сведениями.

§ 86. Различные типы поляризаторов. Поляризатор, схематически изображенный на рис. 213, дает световые пучки, диаметр которых равен всего нескольким миллиметрам; для получения более широких пучков необходимы толстые и дорогостоящие пластинки из исландского шпата или из других двоякопреломляющих кристаллов. Поэтому был придуман целый ряд других конструкций поляризаторов.

К первой группе относятся те, в которых один из пучков устраняют посредством *отражения*, а именно, посредством полного отражения. Для этой цели кусок исландского шпата¹⁾ разрезают, как это показано на рис. 215, и полученные таким образом два куска отделяют друг от друга прозрачным слоем с

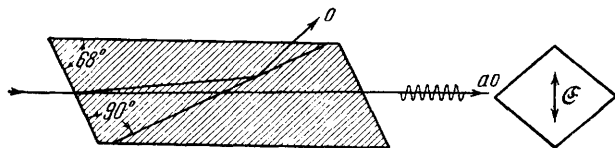


Рис. 215. Продольное и поперечное сечение «николя», т. е. поляризатора, построенного Вильямом Николем в 1828 г.

Он пригоден лишь для не очень точных исследований. Николь пропускает необыкновенный луч. Плоскость колебаний в этом луче (электрический вектор) параллельна короткой диагонали сечения, имеющего форму ромба. Направление оптической оси показано штриховкой.

подходящим показателем преломления (например, слоем канадского бальзама или льняного масла). У поляризаторов хорошей конструкции торцовые поверхности кристалла должны быть перпендикулярны к длинной его оси (рис. 216). Тогда

¹⁾ Поляризаторы из исландского шпата не применимы в ультрафиолетовой части спектра, так как сам шпат и прежде всего склеивающий его слой поглощают короткие волны. В этой области спектра используются поляризаторами из кварца (см. ниже рис. 219). В инфракрасной части спектра эти поляризаторы применимы до $\lambda = 2,5 \text{ мк}$ (дальнейшее в § 100).

проходящий пучок не смещается в сторону и при вращении поляризатора не «бьет».

Ко второй группе поляризаторов относятся такие, в которых один из двух пучков устраняют посредством *поглощения*. При этом используют вещества, обладающие «дихроизмом», т. е. по-разному поглощающие обыкновенный и необыкновенный пучки. В наиболее удачных случаях во всей видимой области спектра одна из компонент проходит, практически не ослабляясь, другая компонента, перпендикулярная к первой, наоборот, полностью поглощается.



Рис. 216. Поляризатор с торцовыми гранями, перпендикулярными к длинной оси.

При хорошей конструкции (по Глау — Томсону) такой поляризатор имеет весьма равномерно поляризованное поле зрения с углом раскрытия около 30° . Разные, внешне похожие друг на друга поляризаторы отличаются ориентацией осей исландского шпата. Поэтому, если тип поляризатора не известен, положение плоскости колебаний приходится определять опытным путем (например, как указано на рис. 214).

При изготовлении поляроида пленку подвергают механической деформации, в результате которой мицеллы ориентируются параллельно, а затем пленку прокрашивают красителями, адсорбирующимися на поверхности. Этот способ (Кеземан) позволяет получать поляроидные пленки для ультрафиолетовой и инфракрасной области спектра.

Третий тип поляризаторов будет описан в § 100.

§ 87. Двойное преломление, в частности в исландском шпате и кварце. Поляризованный свет играет в оптике большую роль; мы будем постоянно встречаться с ним в последующих главах. Важнейшие приборы, служащие для получения и исследования поляризованного света, основаны на двойном преломлении кристаллов. Поэтому необходимо познакомиться с некоторыми другими фактами, касающимися двойного преломления.

Кристаллы кварца обычно встречаются в форме шестигранных столбиков. В такой же форме находят и исландский шпат, однако чаще встречаются его осколки, имеющие форму ромбоэдра.

Проведем две плоскости нормально к продольному направлению столбика и направим параллельно ему узкий пучок света. Световой пучок пройдет через кристалл без преломления, не разделяясь на два пучка (см. рис. 213). Таким образом,

продольное направление шестигранного столбика кварца выделяется по своим оптическим свойствам из всех других; в нем не происходит двойного преломления. Это особое направление называют — не слишком удачно — *оптической осью*. (В отличие от обычного значения этого слова, под осью мы понимаем здесь не линию, а направление!) Любая плоскость, в которой лежит оптическая ось, называется *главным сечением кристалла*¹⁾. Этим понятием мы будем часто пользоваться в дальнейшем.

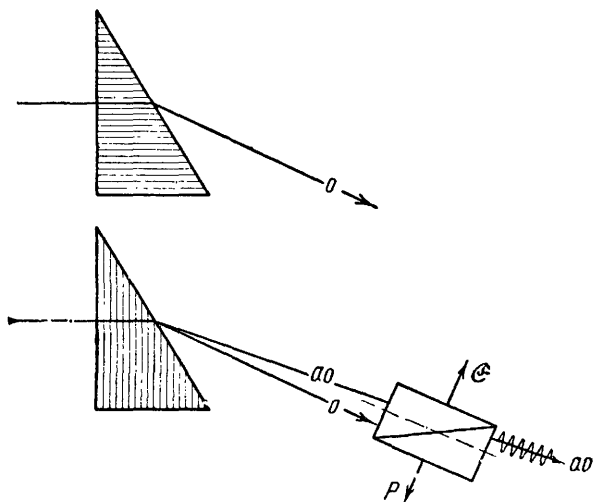


Рис. 217. К двойному преломлению в исландском шпате.

Направление, называемое оптической осью, показано штриховкой. Показана также плоскость колебаний необыкновенного луча. Главное сечение призмы служит вместе с тем главным сечением кристалла.

Для следующего опыта возьмем две геометрически одинаковые призмы из исландского шпата; на рис. 217 они изображены одна над другой. Оптическая ось верхней призмы проходит параллельно ее основанию, а оптическая ось нижней — перпендикулярно к нему (в обоих случаях направления осей показаны штриховкой).

Свет падает с левой стороны нормально на обе призмы. В верхней призме он проходит вдоль оптической оси, а в нижней — перпендикулярно к ней. Вследствие этого двойное преломление происходит только в нижней призме, и только в ней мы получаем два разделенных пучка. Тот пучок (*o*), который

¹⁾ В отличие от главного сечения призмы — плоскости, перпендикулярной к преломляющему ребру призмы (§ 10).

отклоняется сильнее, распространяется совершенно так же, как и пучок в верхней призме, т. е. так, как если бы двойного преломления не было. Поэтому этот луч является обыкновенным. Луч ao , претерпевший меньшее отклонение, есть необыкновенный луч. Затем оба луча проходят через поляризатор P . Плоскость колебаний, пропускаемых поляризатором, указана на чертеже двусторонней стрелкой (§. Поляризатор, занимающий положение, изображенное на рис. 217, пропускает только необыкновенный луч; при повороте на 90° (т. е. когда § перпендикулярно к плоскости чертежа) он пропускает только обыкновенный луч. Следовательно, плоскости колебаний обоих лучей взаимно перпендикулярны. Плоскость колебаний необыкновенного луча совпадает с главным сечением кристалла, а плоскость колебаний обыкновенного луча перпендикулярна к нему.

Зная углы отклонения, можно определить показатели преломления обоих лучей. Для зеленого света получается

$$n_o = 1,66, \quad n_{ao} = 1,49.$$

Необыкновенный луч преломляется слабее, чем обыкновенный (см. рис. 217 внизу). Поэтому исландский шпат называют *отрицательным* двоякопреломляющим кристаллом. В кварце происходит обратное явление: необыкновенный луч преломляется сильнее обыкновенного. Кварц — *положительный* двоякопреломляющий кристалл.

На рис. 217 направление луча, проходящего внутри кристалла, или совпадает с оптической осью (вверху), или нормально

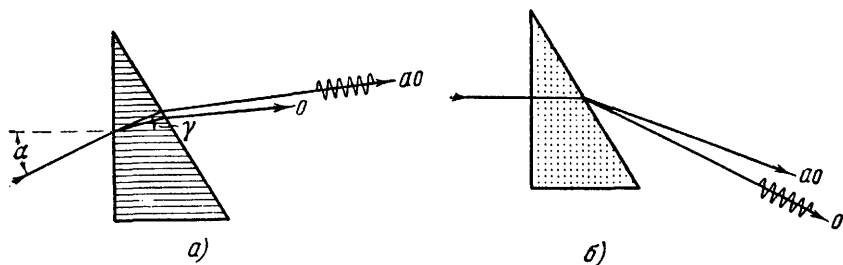


Рис. 218. К двойному преломлению в исландском шпате.

Пользуясь ориентацией, показанной на a , можно измерить показатели преломления при различных углах γ , образованных лучом и оптической осью. Напротив, при ориентации, показанной на b , γ есть постоянная величина, равная 90° , так как оптическая ось параллельна преломляющему ребру призмы.

ей (внизу), т. е. угол γ между лучом и оптической осью равен 0° или 90° . Можно повторить измерения также и для промежуточных значений γ (см., например, рис. 218, a). Показатель преломления для обыкновенного луча n_o при любом значении γ

равен 1,66. Показатель же преломления необыкновенного луча меняется вместе с α и γ . При $\gamma=90^\circ$ он достигает своего минимального значения, при $\gamma=0^\circ$ — максимального. При $\gamma=0^\circ$ имеем $n_{ao}=n_o$. т. е. в направлении оптической оси двойное преломление исчезает.

На рис. 218,б изображена призма с иной ориентировкой. Оптическая ось ее параллельна преломляющему ребру, т. е. перпендикулярна к плоскости чертежа. Это отмечено точками. При любом угле падения α оба пучка внутри кристалла перпендикулярны к оптической оси, т. е. угол γ всегда равен 90° . Следовательно, при любом угле падения показатели преломления будут равны $n_o=1,66$ и $n_{ao}=1,49$.

Рассмотренные нами в этом параграфе примеры касаются лишь отдельных, правда, важных

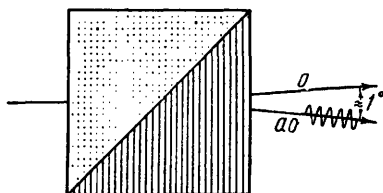


Рис. 219. Двойная кварцевая призма дает два неахроматических, симметрично отклоненных световых пучка (Волластон).

Если склеить ее частью водой, она становится пригодной для поляризации ультрафиолетового света. При другом направлении осей этих частей обыкновенный луч можно пропускать без отклонения и, таким образом, ахроматизировать его. Но при этом угол раскрытия пучка становится вдвое меньше (Рошон, Сенармон).

частных случаев (рис. 219): поверхность кристалла, на которую падает свет, а также плоскость чертежа параллельны или перпендикулярны к оптической оси. Без этого ограничения искомые соотношения оказались бы сложными даже для одноосного кристалла.

Это существенное обстоятельство можно продемонстрировать с помощью устройства, показанного на рис. 220. Используется та же установка, что и на рис. 213, но теперь свет падает *наклонно*: направление лучей определяет плоскость падения и угол падения α . В положении, изображенном на рисунке, плоскость

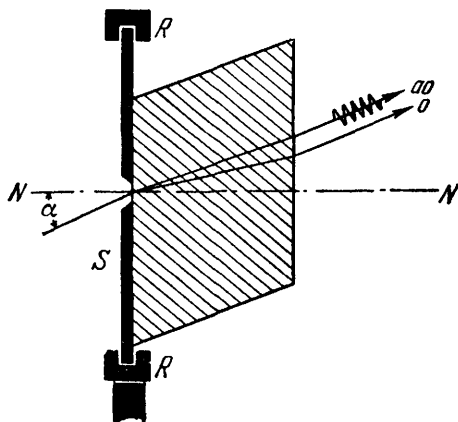


Рис. 220 Преломление, происходящее не в плоскости падения.

При вращении пластинки исландского шпата вокруг оси NN' необыкновенный луч выходит из плоскости падения (плоскости чертежа).

падения совпадает с главным сечением кристалла. Оба пучка лежат в плоскости падения.

Затем толстую пластинку исландского шпата начинают медленно вращать вокруг нормали к поверхности кристалла N . При этом оптическая ось выходит из плоскости падения. Вращение никак не сказывается на обыкновенном луче; он остается, как и прежде, в плоскости падения, или в плоскости рисунка. Необыкновенный же луч и теперь остается в некотором главном сечении кристалла. Это главное сечение проходит через оптическую ось и нормаль N , т. е. уже не совпадает с плоскостью падения. При вращении кристалла необыкновенный луч описывает вокруг обыкновенного луча внутри кристалла конус, а по выходе из него — цилиндр. Таким образом, за исключением рассмотренных выше частных случаев, преломление необыкновенного луча происходит не в плоскости падения. *Основной закон преломления* (см. рис. 13) *неприменим*. Преломление необыкновенного луча в общем случае можно изобразить лишь в пространственном представлении.

Еще более сложный характер приобретают эти явления в двухосных кристаллах, т. е. в кристаллах, имеющих два направления, в которых нет двойного преломления. В таких кристаллах вообще не возникает обыкновенный луч. Оба луча — необыкновенные, т. е. показатель преломления обоих лучей зависит от направления, и оба они при преломлении выходят, вообще говоря, из плоскости падения. В двухосных кристаллах плоскости колебаний в обоих пучках также всегда взаимно перпендикулярны. Для физических целей чаще всего пользуются прозрачными скотлами двухосных кристаллов слюды¹⁾.

Определенные направления в слюдяных пластинках выделяются своими механическими свойствами. Положим пластинку на несколько слоев промокательной бумаги и проткнем булавкой в пластинке отверстие. При этом возникает «*фигура удара*», фотография которой приведена на рис. 221.

Рис. 221. «Фигура удара» на слюдяной пластинке.

Она имеет вид шестиконечной звезды с двумя особенно длинными лучами. Направление последних называется β -направлением, перпендикулярное к нему — γ -направлением.

¹⁾ Обе оптические оси в кристалле слюды образуют угол в 45° . Биссектриса этого угла приблизительно перпендикулярна к плоскостям спайности (отклонения меньше 2°). Плоскость, проходящая через обе оптические оси, пересекает плоскость спайности в направлении γ (рис. 221).

Оба луча, возникающих при двойном преломлении в слюде, колеблются соответственно параллельно β -направлению и γ -направлению. Для красного света с колебаниями, параллельными β -направлению (т. е. света, распространяющегося в кристалле быстрее), показатель преломления равен

$$n_{\beta} = 1,5908,$$

а для красного света с колебаниями, параллельными γ -направлению (т. е. света, распространяющегося в кристалле медленнее), он равен

$$n_{\gamma} = 1,5950.$$

Существует еще множество особенностей двойного преломления, имеющих важное значение для кристаллографии, однако для физических приложений они не существенны.

§ 88. Эллиптически поляризованный свет. В механике рассматривалось совместное действие двух взаимно перпендикулярных синусоидальных колебаний. При равных частотах эти колебания дают в общем случае эллиптическую траекторию; в предельных частных случаях получают окружность и прямая линия. Форму эллипса можно изменять по желанию; укажем на два способа:

1. Двум взаимно перпендикулярным синусоидальным колебаниям x и y задают амплитуды A и B и варьируют разность фаз δ . В этом случае (рис. 222) оси эллипса расположены наклонно, между направлениями обоих складывающихся колебаний

$$x = A \sin(\omega t + \delta); \quad y = B \sin \omega t,$$

где $\omega = 2\pi\nu$ — круговая частота. На рис. 223 приведено несколько примеров для частного случая $A = B$.

2. Разность фаз δ обоих складывающихся колебаний оставляют постоянной и равной 90° , но меняют отношение их амплитуд. В этом случае оси эллипсов параллельны направлениям обоих складывающихся колебаний (рис. 224).

Аналогичным образом можно поступать и с двумя бегущими линейно поляризованными волнами. Плоскости их колебаний устанавливают перпендикулярно друг к другу и в каждой точке пути складывают «световые векторы»; последним словом мы кратко выражаем направленные элонгации поперечной волны.

Попытаемся пояснить процесс сложения и форму волн с круговой и эллиптической поляризацией на трех примерах,

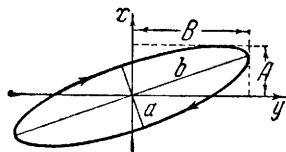


Рис 222 Возникновение эллиптически поляризованного колебания из двух взаимно перпендикулярных линейных колебаний с амплитудами A и B и разностью фаз $\delta = 45^\circ$.

Вертикальное колебание вдоль оси x происходит с опережением по фазе.

иллюстрированных перспективными рисунками. Последние представляют собой — как всякое изображение бегущей волны —

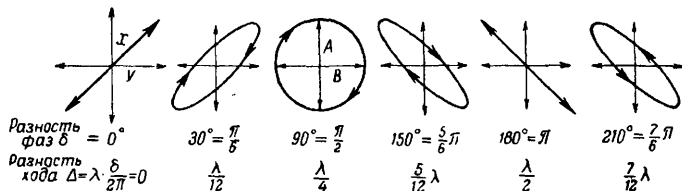


Рис. 223. Примеры эллиптических колебаний для частного случая $A=B$.

Вертикальное колебание опережает горизонтальное по фазе на δ . Отсюда следует, что вертикальные элонгации приобретают положительные значения раньше, чем горизонтальные. Если перенести полученные картины на случай бегущих поперечных волн (для этого указаны разности хода), то они будут отвечать падению света в направлении возрастания z (т. е. сверху, перпендикулярно к плоскости чертежа) и наблюдению навстречу его распространению. (См. подписи к рис. 225.)

«моментальную фотографию». Волны распространяются в направлении оси z слева направо в глубь чертежа; положительная ось x направлена вертикально вверх, положительная ось y — горизонтально вправо (рис. 225, а).

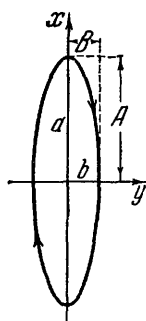


Рис. 224. Возникновение эллиптически поляризованного колебания из двух взаимно перпендикулярных линейно поляризованных колебаний с амплитудами A и B и разностью фаз $\delta = 90^\circ$.

Полуоси эллипса a и b равны амплитудам линейных колебаний A и B .

На рис. 225, б обе складывающиеся волны имеют равные амплитуды и разность их хода Δ равна нулю. При сложении соответствующих им векторов снова получается линейно поляризованная волна. Плоскость ее колебаний наклонена под углом 45° к вертикали (рис. 225, в).

На рис. 225, г обе складывающиеся волны также имеют равные амплитуды, но волна, колеблющаяся в вертикальной плоскости, опережает горизонтальную волну на $\lambda/4$, что соответствует разности фаз $\delta = 90^\circ$, или $\pi/2$. Сложение соответствующих векторов дает в этом случае волну, поляризованную по кругу. Если изобразить мгновенную картину этой волны, то совокупность всех векторов образует винт, или поверхность «винтовой лестницы» (225, д); направление распространения z служит осью этого винта. В каждом из двух точек, отстоящих друг от друга на длину волны, векторы имеют одно и то же направление, т. е. один шаг винта приходится на одну длину волны.

На рис. 226 разность хода между двумя складывающимися волнами также равна $\Delta = \lambda/4$, но их амплитуды неодинаковы. Сложение векторов дает эллиптически поляризованную волну. Ее мгновенная картина показы-

вает, что совокупность всех векторов снова образует поверхность винтовой лестницы, осью которой служит направление распространения, однако длина векторов периодически меняется вдоль винта. Здесь опять в каждом двух точках, отстоящих друг от друга на длину волны, векторы эллиптически поляризованной

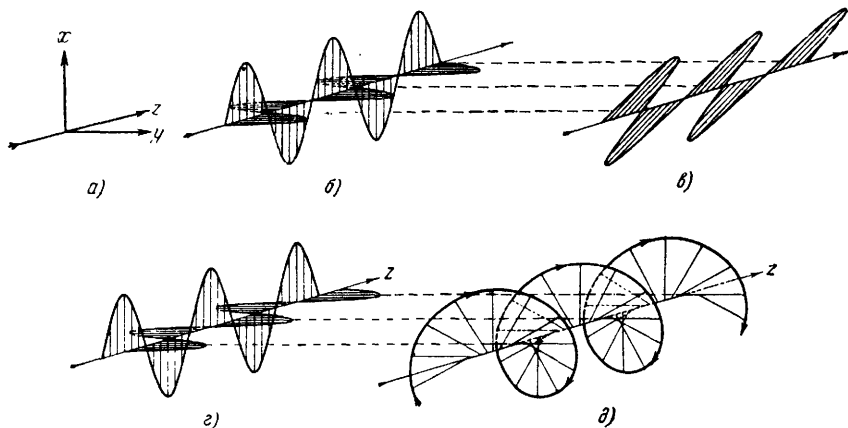


Рис. 225. Сложение двух поперечных волн равных амплитуд со взаимно перпендикулярными колебаниями.

Моментальные изображения. Показанная на z волна с вертикальными колебаниями опережает волну с горизонтальными колебаниями на $\delta = 90^\circ$. Отсюда следует, что ее вертикальные элонгации, направленные в сторону возрастания координаты x , начнутся на четверть периода раньше, чем горизонтальные элонгации, направленные в сторону возрастания координаты y . Стрелки вдоль образующей винта нанесены лишь для того, чтобы яснее показать вид правовращающего винта. Винтовая поверхность отнюдь не вращается вокруг z , как вокруг оси при прохождении волны. Напротив, следует представлять себе, что вся винтовая поверхность как целое, не вращаясь, переносится вдоль z со скоростью, равной скорости волны. Тогда плоскость отсчета, расположенная за плоскостью чертежа перпендикулярно к z , пересекается последовательно отдельными векторами («ступеньками винтовой лестницы»). Для наблюдателя, смотрящего в направлении распространения волн, линия пересечения описывает круг против часовой стрелки. Наоборот, для наблюдателя, смотрящего навстречу направлению распространения волн, линия пересечения вращается по часовой стрелке, т. е. вправо. Этот наблюдатель связывает правое вращение векторов, сменяющихся друг друга на плоскости, с тем, что моментальное изображение представляет собой правый винт. Если вертикально колеблющаяся поперечная волна опережает по фазе волну, колеблющуюся горизонтально на δ ($180^\circ \leq \delta \leq 360^\circ$), то моментальное изображение имеет вид левого винта.

волны имеют одинаковую длину и одинаковое направление. Один шаг винта, таким образом, снова приходится на одну длину волны.

Такую общую схему, пригодную для поперечных волн любой природы, можно использовать для описания многих процессов, связанных с двойным преломлением. Одна из применяемых для этой цели установок показана на рис. 227. Конденсор C направляет почти параллельный пучок света через красный фильтр F на поляризатор P . Плоскость колебаний поляризатора,

обозначенная стрелкой \mathcal{G} , наклонена к вертикали под углом 45° . Линейно поляризованный свет падает под прямым углом на двоякопреломляющую кристаллическую пластинку G , в качестве которой, дешевизны ради, берется листок слюды.

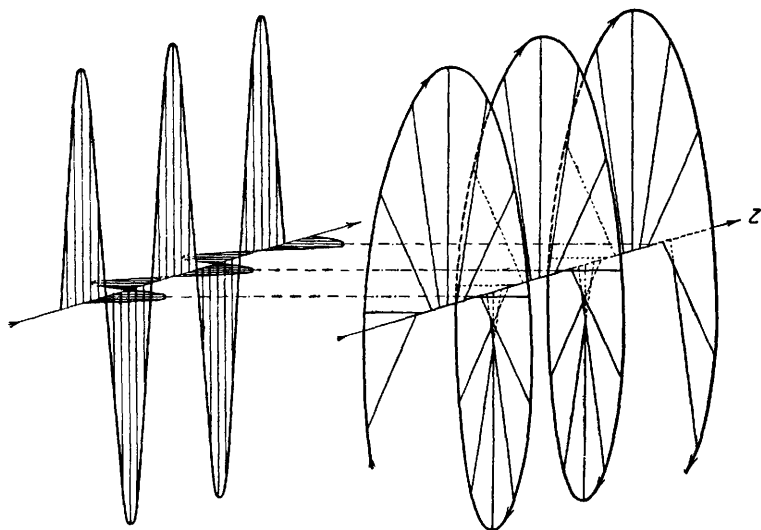


Рис. 226. Сложение двух поперечных волн с неравными амплитудами, плоскости колебаний которых лежат во взаимно перпендикулярных направлениях.

Волна с вертикальными колебаниями опережает по фазе волну с горизонтальными колебаниями на $\delta=90^\circ$, т. е. разность хода между волнами $\Delta=\lambda/4$. Отсюда следует, что вертикальные элонгации в направлении возрастания координаты x начинаются на четверть периода раньше, чем горизонтальные элонгации в направлении возрастания координаты y . (Эллиптически поляризованные волны с наклонным положением оси, т. е. формы, промежуточные между рис. 225, в и 225, д, даже при наблюдении безупречной перспективы рисунка не дают правильного зрительного представления.) Что касается стрелок вдоль образующей винта, то к ним относится все, что по этому поводу сказано в подписи к рис. 225.

Знакомое нам по рис. 221 β -направление слюды вертикально, γ -направление — горизонтально. В результате двойного преломления световой пучок разделяется в кристаллической пластинке на два составляющих пучка. Колебания пучка, обладающего в кристалле большей скоростью, совершаются в вертикальной плоскости, а колебания пучка, имеющего меньшую скорость, — в горизонтальной. Благодаря малой толщине пластинки d , оба пучка (в отличие от случая, показанного на рис. 213) практически полностью перекрываются как в самом кристалле, так и по выходе из него справа.

После выхода из двоякопреломляющей пластинки G между обоими световыми пучками создается разность хода (т. е. разность оптических путей, см. § 7), равная

$$\Delta = d(n_{\gamma} - n_{\beta}). \quad (76)$$

Подставив приведенные в предыдущем параграфе значения показателей преломления для красного света ($\lambda = 6,5 \cdot 10^{-4}$ мм), получим

$$\Delta = 42 \cdot 10^{-4} d,$$

или

$$\frac{\Delta}{\lambda} = \frac{42 \cdot 10^{-4}}{6,5 \cdot 10^{-4} \text{ мм}} d = 6,5 \frac{d}{\text{мм}}. \quad (77)$$

Вследствие разности хода оба световых пучка, в которых колебания происходят во взаимно перпендикулярных плоскостях, образуют эллиптически поляризованный световой пучок

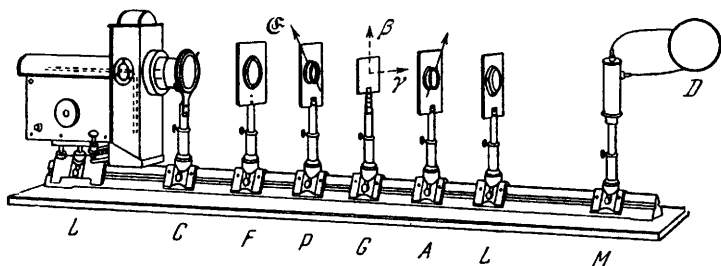


Рис. 227. Установка для получения эллиптически поляризованного света при помощи слюдяной пластинки G .

β и γ — направления, показанные на рис. 221. В отсутствие измерителя излучения M установка используется также для демонстрации интерференционных явлений в параллельном пучке поляризованного света (см. § 89).

(включая, разумеется, предельные случаи «круговой» и «линейной» поляризации).

Для определения рода поляризации служит часть прибора, расположенного вправо от G . Существенный элемент ее — второй поляризатор A , называемый в данном случае «анализатором». Пропущенный им свет попадает на линзу L , которая дает изображение G или на измерителе излучения M (например, фотоэлементе), или на экране. Порядок проведения опыта таков.

Анализатор приводят в медленное равномерное вращение. Одновременно наблюдают показания измерителя излучения для различных углов ψ между плоскостями колебаний анализатора и поляризатора.

Примеры:

1. Опыт без слюдяной пластинки G (т. е. $d=0$). На анализатор попадает только линейно поляризованный свет. Анализатор пропускает лишь компоненту $\mathcal{E} \cos \psi$ светового вектора \mathcal{E} падающего света. Мощность пропущенного излучения должна быть пропорциональна $\cos^2 \psi$. Опыт подтверждает это;

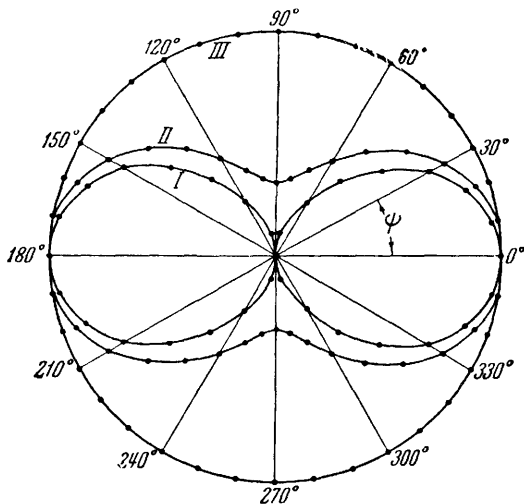


Рис. 228. Мощность излучения (относительные значения), пропускаемого анализатором, показана длиной радиуса-вектора.

ψ — угол между плоскостями колебаний анализатора и поляризатора. Кривая I соответствует линейно поляризованному свету, кривая II — эллиптически поляризованному и кривая III — свету с круговой поляризацией. (Об определении формы эллипса см. § 91.)

по полученным результатам строят в полярных координатах кривую, изображенную на рис. 228 (кривая I).

Нулевые значения получаются при $\psi=90^\circ$ и $\psi=270^\circ$. Это значит, что при «скрещенных» поляризаторах P и A излучение лампы вовсе не доходит до места наблюдения.

2. Вводится слюдяная пластинка толщиной $d=0,154$ мм. Согласно уравнению (77), она создает разность хода $\Delta=\lambda$. Свет остается линейно поляризованным, и снова получается кривая I . То же получается и для пластинок, имеющих толщину, кратную указанной выше, т. е. создающих разность хода $\Delta=2\lambda, 3\lambda$ и т. д.

3. Толщина листочка слюды $0,077$ мм; $\Delta=\lambda/2$. Опять получается кривая той же формы, что и кривая I , но теперь она повернута на 90° . При $\psi=0^\circ$ и $\psi=180^\circ$ свет не проходит. Сле-

довательно, свет снова линейно поляризован, но его плоскость колебаний повернута по отношению к плоскости поляризатора P на 90° (на рис. 228 эта кривая не показана).

4. Толщина листочка слюды $0,038$ мм; $\Delta = \lambda/4$ («пластинка в четверть волны»). Отклонение стрелки измерителя излучения не зависит от ψ (см. кривую III рис. 228). Свет поляризован по кругу.

5. Толщина листочка слюды $d = 0,167$ мм; величина $\Delta = 1^{1/12}\lambda$ равноценна $\Delta = 1^{1/12}\lambda$. Свет поляризован эллиптически, измерения дают кривую II (см. рис. 228), анализатор пропускает свет при любом угле ψ . При $\psi = 90^\circ$ и $\psi = 270^\circ$ получаются более или менее плоские минимумы, но нулевое значение, наблюдаемое при линейно поляризованном свете, не достигается.

6. До сих пор амплитуды обоих пучков оставались постоянными, а изменялась лишь разность их хода. Теперь рассмотрим случай, когда разность хода остается постоянной и равной $\lambda/4$ (т. е. мы берем пластинку в четверть волны) и изменяется отношение амплитуд. Для этого изменим угол между плоскостью колебаний поляризатора P и вертикалью (т. е. β -направлением слюдяного листочка). Таким способом можно, пользуясь единственным слюдяным листком, получить эллиптически поляризованный свет с любой формой колебаний. Мы можем получить все кривые, изображенные на рис. 228, а также все их промежуточные формы.

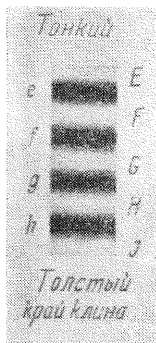
В заключение заменим красный свет, которым мы до сих пор пользовались, обычным белым светом. Кроме того, уберем измеритель излучения и будем наблюдать получающиеся изображения на экране. Постоянная в уравнении (77) имеет для разных длин волн различную величину. Так, например, для зеленого света с длиной волны $\lambda = 5,35 \cdot 10^{-4}$ мм (лампа с парами таллия)

$$\frac{\Delta}{\lambda} = 7,1 \frac{d}{\text{мм}} . \quad (77a)$$

Для различных областей длин волн получаются различные разности хода и состояния поляризации. Анализатор пропускает излучение одной спектральной области хорошо, а излучение другой — плохо, или совсем не пропускает; таким образом, для одних областей получается кривая I (см. рис. 228), для других — кривая II и т. д. Вследствие этого изображение слюдяного листочка получается окрашенным в разные цвета, особенно яркие и красные при определенных толщинах кристалла.

§ 89. Общие сведения об интерференции поляризованного света. Интерференция в параллельном пучке поляризованного света. В последних опытах мы имели дело с наложением и сложением двух когерентных поперечных волн, колеблющихся в двух взаимно перпендикулярных направлениях и обладающих какой угодно разностью хода. Мы получали эллиптически поляризованные волны (включая предельные случаи линейной

и круговой поляризации), но при этом не происходило интерференции, т. е. не было никакого изменения в пространственном распределении волн, никаких максимумов и минимумов, как, например, на рис. 129. Таким образом, для получения «интерференционных полос» недостаточно «когерентности» обоих световых пучков: оба пучка должны иметь еще и общую плоскость колебаний.



Общую плоскость колебаний всегда можно получить, вводя *анализатор* (например, *A* на рис. 227). Анализатор пропускает только ту компоненту колебаний обоих пучков (с колебаниями во взаимно перпендикулярных плоскостях), которая параллельна его собственной плоскости колебаний. На рис. 227 плоскости колебаний поляризатора и анализатора взаимно перпендикулярны. Их можно установить и параллельно. Тогда положения всех максимумов и минимумов в интерференционных картинах меняются местами. Это полезно отметить себе раз и навсегда. После этих общих предварительных замечаний приведем примеры, причем в данном параграфе мы будем говорить о параллельных пучках лучей.

Рис. 229. Экви-дистантные интерференционные полосы, полученные при помощи кварцевого клина, вырезанного параллельно оптической оси.

Параллельный пучок красного света. Длина клина 38,5 мм, толщина клина от 0,79 до 0,48 мм. Позитив.

1. Вместо слюдяной пластинки *G* (см. рис. 227) берут продолговатый плоский *клин* из двоякопреломляющегося кристалла (например, из кварца). Пусть направление оптической оси кристалла параллельно ребру клина (см. рис. 218), которое расположено горизонтально. Измеритель излучения *M* теперь удаляют, он не нужен. Пользуясь красным светом, получим на экране изображение клина (фотография его приведена на рис. 229). Оно пересечено интерфе-

ренционными полосами, идущими параллельно ребру клина. **Объяснение.** Интерференционные полосы представляют собой кривые равных разностей хода. Вследствие двойного преломления в кристалле создаются два световых пучка. Их разность хода зависит от толщины пройденного светом слоя. Интерференционные полосы являются, таким образом, своего рода кривыми равной толщины. В точках *e*, *f*, *g* и т. д. разность хода равна целому кратному длины волны, т. е. $\Delta = m\lambda$. Следовательно, здесь свет, прошедший двоякопреломляющий кристалл, поляризован так же, как если бы кристалла не было. Свет не может пройти сквозь анализатор, и полосы *e*, *f*, *g* и т. д., будучи минимумами, выглядят черными. Максимумы *E*, *F*, *G*

и т. д. получаются при разности хода $\Delta = (m\lambda + \lambda/2)$. Свет, прошедший двоякопреломляющий кристалл, оказывается опять линейно поляризованным, но его плоскость колебаний теперь повернута на 90° и стала параллельной анализатору. В областях между e и E , f и F и т. д. свет эллиптически поляризован. В зависимости от вида этого эллипса анализатор будет пропускать ту или иную часть света (ср. рис. 228).

В случае белого света интерференционная картина состоит из полос с цветной каймой. Причина. Расстояние между соседними интерференционными полосами сокращается с уменьшением длины волны. Поэтому для различных длин волн интерференционные полосы взаимно перекрываются. Это относится ко всем интерференционным явлениям, в которых используется белый свет.

2. *Плоскопараллельную* кварцевую пластинку толщиной около 1 мм вырезают параллельно оптической оси и помещают между скрещенными поляризатором и анализатором. В белом свете кварцевая пластинка приобретает на всем своем протяжении такую же окраску, как и участок клина той же толщины. Отообразим теперь эту пластинку не на экран, а на щель спектрального аппарата и спроецируем спектр на экран. Спектр оказывается перерезанным *поперечными* черными интерференционными полосами (рис. 230). Справа, за двоякопреломляющей пластинкой, волны, ответственные за создание темных полос, остаются такими же линейно поляризованными, как и слева, перед ней. Поэтому они не могут пройти сквозь анализатор.



Рис. 230. Интерференционные полосы в белом свете, полученные с кварцевой пластинкой толщиной около 1,1 мм, вырезанной параллельно оптической оси.

§ 90. Интерференционные явления в расходящемся пучке поляризованного света. Эти явления можно получить в фокальной плоскости Z линзы. Источник света должен иметь большую излучающую поверхность. Целесообразно сделать лучи (пучки) со стороны изображения телецентрическими (рис. 231). Тогда можно обойтись маленькими двоякопреломляющими кристаллическими пластинками. Пучки, соответствующие точкам изображения 1 и 4, сделаны темными. При прохождении через кристаллическую пластинку лучи в этих пучках, так же как и в пучках, соответствующих всем остальным точкам изображения, остаются параллельными. Кроме того, все световые пучки проходят через поляризатор и анализатор, в данном случае через два поляроида (см. § 86). Плоскости их колебаний взаимно перпендикулярны. Плоскость изображения O будет поэтому сначала

темной. Лишь после введения двоякопреломляющей пластинки в Z появляется изображение бесконечно удаленной влево плоскости, перерезанное интерференционными полосами.

Примеры.

1. Пластика исландского шпата, вырезанная перпендикулярно к оптической оси, дает интерференционную картину, фотография которой приведена на рис. 232, а. На ней мы видим интерференционные кольца и темный крест. Объяснение.

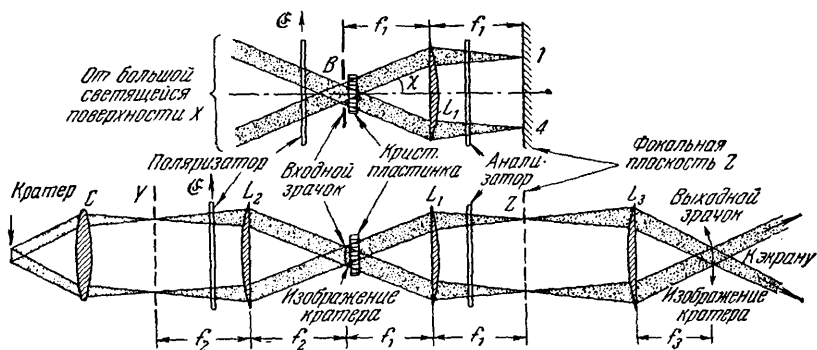


Рис. 231. В случае расходящегося пучка поляризованного света интерференционные полосы получаются в фокальной плоскости линзы.

То же наблюдается и в демонстрационной установке. Протяженным источником света X служит освещенная линза L_2 . Полученное при помощи L_2 изображение кратера действует, как входной зрачок. В Z получается изображение не только бесконечно удаленной плоскости, но и плоскости Y , положение которой определяется f_2 . Импровизированный опыт: кристаллическую пластинку помещают между двумя скрещенными поляроидами, устанавливая ее непосредственно перед кратером дуги и наблюдают возникающую на экране картину.

Разность хода обоих поляризованных пучков зависит только от угла наклона χ (см. рис. 231). Поэтому кривые равных разностей хода — интерференционные полосы — имеют форму круглых колец (таким образом, это своего рода «кривые равного наклона»). Кресты — это области, в которых интерференция отсутствует и туда приходит только один поляризованный пучок света. На рис. 232, б в увеличенном виде представлена кристаллическая пластинка. Цифрами 1 и 4 обозначены точки пересечения ее с осями обоих световых пучков, вычерченных на рис. 231. Кроме того, показаны еще точки пересечения пластинки с осями трех других пучков. Для каждого из них плоскость падения (главное сечение кристалла) и плоскость, к ней перпендикулярная, обозначены пунктирными линиями. Жирные двусторонние стрелки показывают плоскость колебаний света, идущего от поляризатора. Этот свет разлагается в каждой из

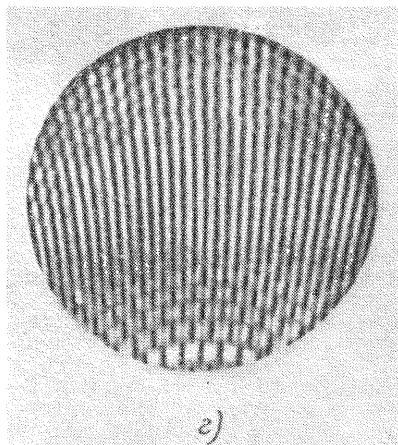
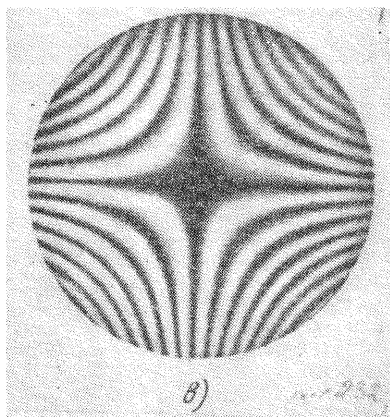
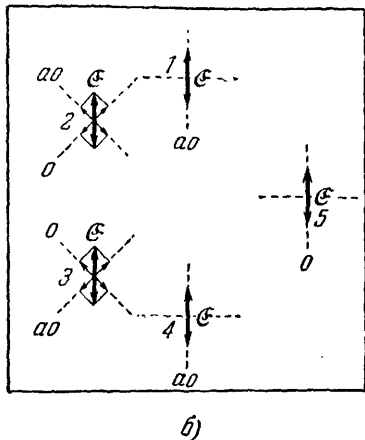
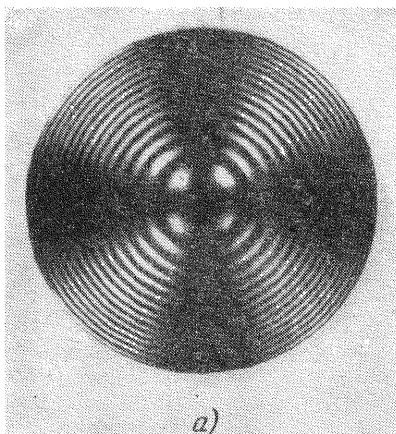


Рис. 232. Три интерференционные картины, создаваемые одноосными кристаллическими пластинками, в расходящемся поляризованном свете (*a*, *v*, *z*) и схема, объясняющая появление темного креста на первой из них (*b*).

Снято в плоскости Z рис. 231. Позитивы. *a* — пластинка исландского шпата ($d=2$ мм), вырезанная перпендикулярно оптической оси (при использовании света с круговой поляризацией темный крест можно устранить); *b* — к объяснению темного креста на *a*; *v* — кварцевая пластинка ($d=9$ мм), вырезанная параллельно оптической оси, свет N_0 ; *z* — две кварцевые пластинки, вырезанные под углом около 45° к оптической оси и наложенные друг на друга (двойная пластинка Савара). Все интерференционные картины, получаемые с помощью кристаллов, в поляризованном свете поражают своей яркостью. Эта особенность вытекает из условия когерентности (см. (42)). Сравним, например, интерференционные картины на рис. 232, *a* и 129, *b* (см. также поясняющую схему 129, *a*). Если в последнем случае угол 2α был уже очень мал, то при использовании поляризованного света он просто равен нулю. Это показывает, что любые два интерферирующих луча имеют одинаковое направление. Тем не менее, между ними существует разность хода, ибо, будучи по-разному поляризованными, они распространяются с разной скоростью. При $\sin 2\alpha=0$ можно пользоваться сколь угодно протяженными источниками света и получать, таким образом, очень яркие интерференционные картины.

точек 2 и 3 на обыкновенный и необыкновенный лучи, что обозначено тонкими стрелками. В точках 1 и 4, напротив, получаются только необыкновенные лучи, а в точке 5 — только обыкновенный луч. Один пучок никогда не может дать интерференции. Следовательно, падающий свет остается неизменным, он не может пройти через анализатор, и эти места изображения остаются темными.

2. Толстая пластинка из одноосного кристалла, вырезанная параллельно оптической оси, дает интерференционную картину, фотография которой показана на рис. 232, в. Ее можно видеть только в монохроматическом свете (например, в свете натриевой лампы). В белом свете получаются интерференционные полосы слишком высокого порядка. Кривые равных разностей хода имеют форму гипербол. Объяснение этого явления завело бы нас слишком далеко.

На рис. 232, в разность хода Δ в середине рисунка была равна $m\lambda$; для $\Delta = \left(m + \frac{1}{2}\right)\lambda$ светлые и темные области меняются местами. В случае параллельных пучков света (см. рис. 227) мы, пользуясь той же пластинкой, видели только среднюю часть этой картины.

3. Одноосная кристаллическая пластинка, вырезанная под углом в 45° к оптической оси, создает практически прямолинейные интерференционные полосы. Их можно считать продолжением ветвей гиперболы на рис. 232, в.

4. Сложим две такие пластинки вместе и повернем одну относительно другой на 90° . Тогда получается сложная интерференционная картина, фотография которой приведена на рис. 232, г. В белом свете одна из средних полос оказывается бесцветной; она создается в результате разности хода, равной нулю. Это полоса нулевого порядка. Соседние с ней полосы получаются цветными, остальная часть интерференционной картины остается в белом свете невидимой.

Ф. Савар вставил в одну оправу с поляризационной призмой две вырезанные под углом в 45° к оси, скрещенные кварцевые пластинки и создал таким образом очень чувствительный «полярископ». Он служит при многих наблюдениях для обнаружения малых примесей поляризованного света к естественному. Направим полярископ на небо или на какой-нибудь освещенный предмет и будем вести наблюдение, вращая полярископ вокруг продольной оси; при этом мы всегда обнаружим интерференционные полосы низшего порядка — бесцветную среднюю полосу и ее цветных соседей; практически хотя бы небольшая часть света всегда поляризована. Полностью неполяризованный свет — это идеализированный предельный случай. (Измерение величины поляризованной доли света будет описано в конце § 102.)

§ 91. Анализ эллиптически поляризованного света. До сих пор мы только качественно различали свет, поляризованный линейно, эллиптически и по кругу. Мы не определяли ни формы эллипса, ни направления вращения светового вектора. Займемся теперь выяснением того и другого.

Возьмем эллиптически поляризованный свет любого происхождения и заставим его после прохождения через анализатор падать на измеритель излучения. Пусть плоскость колебаний анализатора (стрелка E) образует с любой произвольной плоскостью отсчета E угол φ . Будем измерять мощность прошедшего излучения \dot{W} в зависимости от φ . При этом получается уже известная нам кривая, изображенная на рис. 233, а. Оба ее попереч-

ника, т. е. длина L и ширина «тали» T , оказываются равными обеим осям эллипса $2a$ и $2b$. Отношение $\sqrt{L:T}$ дает отношение $a:b$, а тем самым и оси эллипса (рис. 233, б).

После этого с помощью известного уравнения эллипса

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1$$

вычисляется сама кривая. Таким образом определяется вид эллипса (рис. 233, в).

Эллиптически поляризованная волна тождественна двум совершенно произвольно ориентированным линейно поляризованным волнам, в которых колебания происходят во взаимно перпендикулярных плоскостях. В качестве примера выберем направления x и y (рис. 233, г). Спрашивается:

1. Каково должно быть отношение амплитуд $A:B$ этих волн?

2. Какова должна быть их разность фаз δ ?

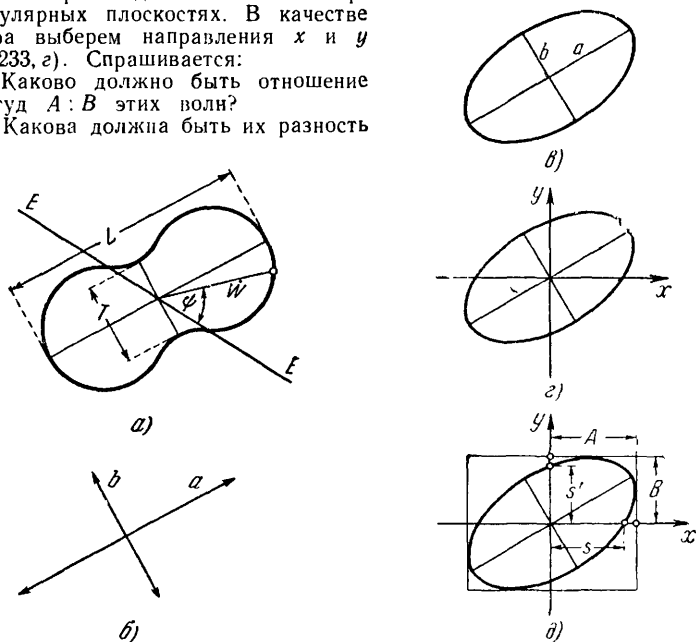


Рис. 233. К установлению вида эллипса колебаний из углового распределения мощности излучения \dot{W} , пропущенного анализатором.

Наблюдатель смотрит навстречу распространению света, идущего в направлении положительных z (т. е. в направлении, перпендикулярном к плоскости чертежа) из чертежа в глаз наблюдателя.

Ответ на вопрос 1. Построим прямоугольник, изображенный на рис. 233, д. Отношение его сторон даст искомое отношение $A:B$ (см. «Механика», § 27).

Ответ на вопрос 2. Составим отношение $\frac{s}{A} = \frac{s'}{B}$. Оно равно $\sin \delta$ (при $y=0$ x равно $A \sin \delta$). В нашем примере $\sin \delta$ равен 0,89; $\delta = 62^\circ$.

Наконец, остается еще определить направление вращения светового вектора. Для этого располагаем наши произвольные, но взаимно перпендикулярные направления x и y по осям эллипса. Тогда обе линейные волны гождественны эллиптической волне и имеют разность фаз $\delta=90^\circ$, или разность хода $\Delta=\lambda/4$ (см. рис. 224). При этом возникают две возможности (рис. 234, а и б). Их можно различить путем компенсации разности фаз. Для этого перед анализатором (если считать по ходу пучка, вдоль z) вставляем слюдяную четвертьволновую пластинку (компенсатор Сенармона, см.

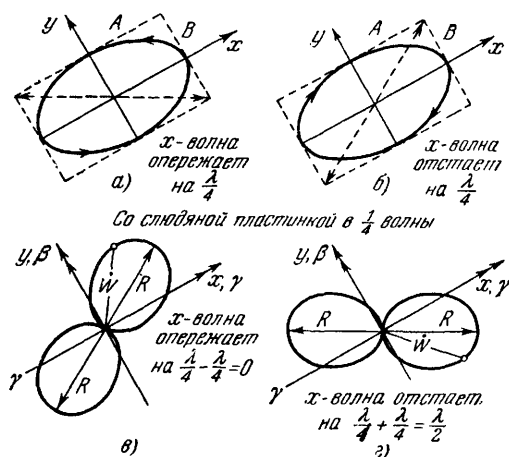


Рис. 234. К определению направления вращения светового вектора эллиптически поляризованного света.

Наблюдатель смотрит навстречу свету, распространяющемуся в направлении положительной оси z , т. е. из чертежа в глаз; рис. 234, а отвечает рис. 225, д. Правому винту на рис. 225, д соответствует для такого наблюдателя правое (по часовой стрелке) вращение вектора.

стр. 217). Ее β - и γ -направления устанавливают параллельно осям эллипса, т. е. параллельно направлениям x и y . Волна, в которой колебания параллельны β , проходит через слюдяную пластинку быстро, волна с колебаниями, параллельными γ , — медленно. Таким образом, получаются две изображенные на рис. 234, в и г картины. В обоих этих случаях эллиптически поляризованный свет превращается в результате компенсации фаз в линейно поляризованный (RR). Распределение пропускаемой анализатором мощности излучения \dot{W} имеет вид восьмерки (ср. рис. 228); однако ориентация линейного колебания RR по отношению к кресту $\beta\gamma$ различна. Последо-

вательность $R \rightarrow \gamma$ означает для наблюдателя, смотрящего навстречу пространению света, вращение светового вектора в направлении часовой стрелки. Последовательность $R \leftarrow \gamma$ означает вращение против часовой стрелки.

§ 92. **Оптически активные вещества.** Возвратимся к рис. 277 и заменим слюдяную пластинку G кварцевой пластинкой, вырезанной перпендикулярно к оптической оси. Тогда мы заметим новое явление: кварцевая пластинка *поворачивает* плоскость колебаний света. Угол поворота α пропорционален толщине пластинки d , т. е.

$$\alpha = \text{const} \cdot d. \quad (78)$$

Для красного света константа равна $18^\circ/\text{мм}$, однако она сильно возрастает с уменьшением длины волны. Поэтому, если пользоваться вместо красного света белым, то ни при каком положении анализатора не получается темноты; поле зрения остается светлым и окрашенным в различный цвет в зависимости от положения анализатора. Для демонстрации особенно удобна кварцевая пластинка толщиной 3,75 мм. Лучше всего ставить рядом две такие пластинки, одну из правовращающего, другую из левовращающего кварца. Такая «пластинка с чувствительной окраской» дает равномерную пурпурную окраску только между строго параллельно ориентированными николями. Уже при малых углах отклонения цвет одной половины поля зрения смещается к красному, а цвет другой — к синему. При помощи такой пластинки в измерительных приборах, например сахариметрах, о которых сейчас будет идти речь, можно установить плоскости колебаний анализатора и поляризатора строго параллельно друг другу.

Оптическая вращательная способность, обычно называемая оптической активностью, не связана с кристаллическим строением вещества. Она наблюдается также у молекул в растворах, например в растворе сахара в воде. Вращение плоскости колебания в этом случае пропорционально не только толщине слоя, но и концентрации раствора. Пользуясь этим, можно определять неизвестные концентрации по углу поворота («сахариметр»). Молекулы сахара также могут быть как правовращающими, так и левовращающими. Смесь равных количеств тех и других называется «рацемической».

Любое линейно поляризованное колебание можно себе представить как результат наложения двух колебаний с круговой поляризацией равной частоты и амплитуды, но с противоположным направлением вращения светового вектора. На рис. 235, *a* l — вектор, вращающийся влево, r — вектор, вращающийся вправо; A — вектор результирующей элонгации. Его конец пробегает вдоль двусторонней стрелки AA' . Половина ее длины, т. е. OA , есть амплитуда линейного колебания (т. е. максимальное значение его элонгации). На рис. 235, *б* изображено такое же наложение, но колебание с правым вращением обгоняет другое и разность фаз между ними равна δ . Вследствие этого результирующее линейное колебание повернуто на угол $\delta/2$ в направлении часовой стрелки.

Переходя к случаю света, можно сказать, что в правовращающем веществе волна с правым вращением приходит в некоторую точку раньше, чем волна с левым вращением. Волна с правым вращением имеет в веществе большую скорость, чем волна с левым вращением, т. е. для нее показатель преломления меньше. Оптически активное вещество обладает новым видом двойного преломления: оно разлагает естественный свет не на два линейно поляризованных пучка, а на два пучка с круговой поляризацией.

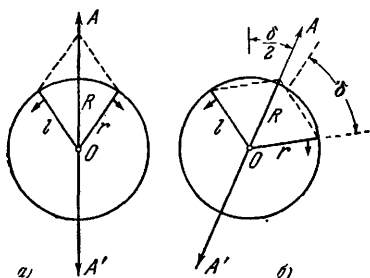


Рис. 235. Сложение двух противоположно направленных круговых колебаний равной частоты и амплитуды.

Направление R на рис. 235, a показано на рис. 235, b пунктиром.

$= 0.436$ мк только на 7 единиц в пятом десятичном знаке. Поэтому и в случае кварца оптическую ось можно определить как направление, в котором не происходит двойного преломления, также мы определяем ее для исландского шпата и для всех других оптически неактивных двоякопреломляющих кристаллов.

Ввиду своей незначительности это двойное преломление нельзя показать в демонстрационном опыте. Для индивидуальных наблюдений рекомендуется воспользоваться синей линией ртутной дуги. Перед окулярной лупой помещают слюдяную пластинку в четверть волны и анализатор. Тогда, варьируя положения осей β и γ , можно добиться того, чтобы одна из двух спектральных линий исчезла (ср. рис. 234, $в$ и $г$).

При точных спектральных исследованиях нужно избавляться от двойного преломления кварца в направлении его оптической оси. Для этого берут призму, составленную из двух половин — одной из правовращающего и другой из левовращающего кварца (рис. 236, $б$, призма Корню).

Это особого рода двойное преломление обнаруживается во всех спектральных аппаратах с простыми кварцевыми призмами. При изготовлении таких призм линия симметрии SS (рис. 236, a) располагается параллельно длинной оси кристалла кварца, т. е. перпендикулярно к его оптической оси. Несмотря на это, все спектральные линии имеют вид очень близких двойных линий. Обе они поляризованы по кругу в противоположных направлениях.

Величина этого двойного преломления очень мала. Показатели преломления различаются, например, для $\lambda =$

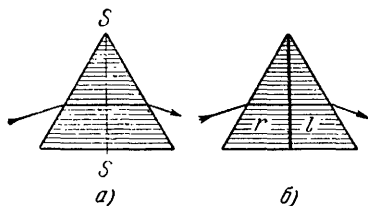


Рис. 236. Кварцевые призмы с двойным лучепреломлением (a) и без него ($б$).

Направление оптической оси показано штриховкой.

§ 92а. Явление Фарадея. Если парамагнитные и в особенности ферромагнитные вещества поместить в магнитное поле и наблюдение вести в направлении распространения света, параллельно линиям магнитного поля, то эти вещества будут поворачивать плоскость световых колебаний. При распространении и наблюдении в направлении, перпендикулярном к линиям поля,

обнаруживается двойное преломление, причем оптическая ось параллельна линиям поля.

§ 93. Двойное преломление при напряжениях. В «Электричестве» мы различали проводники и изоляторы. Среди твердых тел встречается очень много проводников (в первую очередь металлы), но совершенный изолятор — это идеальный предельный случай. Аналогичная ситуация возникает и в оптике при разделении веществ на преломляющие и двоякопреломляющие. Среди твердых тел существует множество веществ с двойным преломлением, а именно кристаллы всех систем, за исключением кубической; однако тело можно считать строго «однопреломляющим» только с известным приближением. Введем более или менее толстые слои (толщиной в несколько сантиметров) тел с обычным преломлением (кристаллы кубической системы, стекла, прозрачные искусственные смолы) между скрещенными поляризаторами (например, вместо пластинки G на рис. 227). Тогда поле зрения в отдельных участках просветлится, а при использовании белого света они окажутся окрашенными: во многих более или менее обширных участках эти тела обладают двойным преломлением.

Такое двойное преломление возникает вследствие местных внутренних напряжений. Устранить их практически очень хлопотно и долго. Тела необходимо нагревать почти до точки плавления и затем очень медленно охлаждать. Стекланные отливки для больших астрономических линз охлаждаются в течение многих месяцев. Хорошо «отожженные» стекла подходят уже довольно близко к оптически идеальному твердому телу, лишенному двойного преломления. Их нужно, однако, очень тщательно оберегать от любых механических воздействий. Даже сжатие кончиками пальцев приводит к заметному двойному преломлению.

В оптотехнике двойное преломление, вызванное напряжениями, является источником серьезных помех. Напротив, в другой технической дисциплине, а именно, в теории сопротивления материалов, оно приносит большую пользу. При помощи двойного

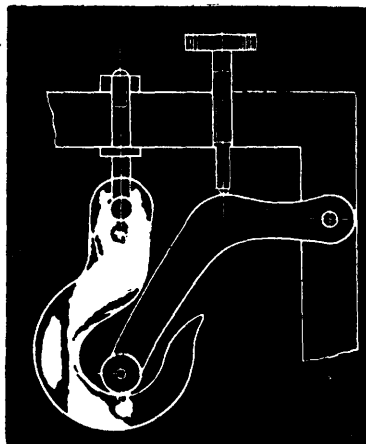


Рис. 237. Двойное преломление при напряжениях в модели крюка подъемного крана.

Плоскости колебаний скрещены и наклонены под углом 45° к вертикали. Фотографический позитив. Показаны также держатель, рычаг, создающий нагрузку, и коптур крюка.

преломления можно выяснить распределение напряжений, сжатий и растяжений, в моделях деталей машин. На рис. 237 показан между двумя скрещенными поляризаторами профиль крюка подъемного крана, изготовленного из пластмассы. Нагрузка на крюк создается давлением рычага. Области, в которых имеются сжатие или растяжение, выглядят светлыми. Темная пограничная полоса между ними представляет собой переходную область без напряжения, «нейтральное волокно». Количественная оценка таких изображений довольно сложна. Она рассматривается в подробных технических руководствах.

§ 94. Заключительное замечание. Изложение учения о поляризации основано только на опытах с видимым излучением. Те же явления имеют место в ультрафиолетовой и инфракрасной областях спектра. Поляризатор для ультрафиолетового света показан на рис. 219. Поляризаторы для инфракрасного света будут описаны в § 100. Поляризацию в области рентгеновских лучей целесообразно рассмотреть позднее. Ее исследование требует применения специальной техники исследования (см. рис. 278).

ГЛАВА XI

СВЯЗЬ МЕЖДУ ПОГЛОЩЕНИЕМ, ОТРАЖЕНИЕМ И ПРЕЛОМЛЕНИЕМ СВЕТА

§ 95. **Предварительное замечание.** Во всей этой главе мы будем говорить только о *параллельных пучках* света, т. е. о практически плоских волнах. Излучение будем считать *монохроматическим*; для измерений мы будем пользоваться отдельными спектральными линиями, излучаемыми лампой с парами металла. В описании всех опытов плоскость падения света совпадает с плоскостью чертежа. Амплитуду светового колебания, лежащего в плоскости падения, будем обозначать через \mathcal{E}_{\parallel} , перпендикулярного плоскости падения — через \mathcal{E}_{\perp} .

§ 96. **Коэффициент экстинкции и коэффициент поглощения.** Во всех предшествующих наблюдениях мы считали, что излучение, проходя через слой вещества, не ослабляется. При этом достаточно было рассматривать одну константу вещества, а именно, показатель преломления n . Если, однако, считать, что излучение ослабляется, то необходимо ввести вторую, дополнительную, константу вещества, коэффициент экстинкции K (или другую, производную от нее величину).

Этот коэффициент, так же как и показатель преломления, определяется из опыта.

На рис. 238, *a* изображен пучок параллельных лучей, идущих к измерителю излучения. На пути пучка попеременно помещают один из двух слоев различной толщины (x_1 и x_2) одного и того же вещества. Разность толщин $\Delta x = (x_2 - x_1)$ выбирается малой

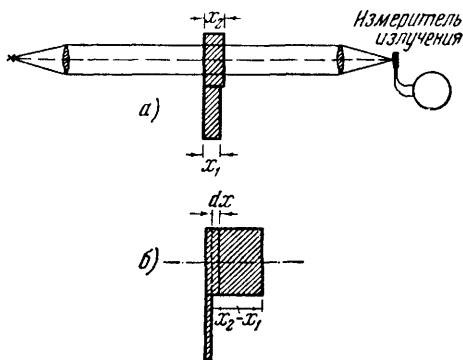


Рис. 238. К определению коэффициента экстинкции K (*a*) и измерению этого коэффициента в толстых слоях (*б*).

сравнительно с толщиной слоя x_1 . Показания α измерителя излучения дают относительную величину световой мощности \dot{W} (в ваттах), доходящей до измерителя. В присутствии этих слоев мощности \dot{W}_1 и \dot{W}_2 меньше, чем без них. Это обусловлено двумя причинами: во-первых, часть излучения теряется вследствие отражения от передней и задней поверхностей введенного слоя. Эти потери одинаковы для обоих слоев. Во-вторых, часть излучения или «поглощается» в этих слоях (т. е. превращается в тепловую, химическую или электрическую¹⁾ энергию), или «рассеивается». Для толстого слоя устраненная в результате *экстинкции*, или «погашенная», часть входящего излучения больше, чем для тонкого.

Измерения дают

$$\left. \begin{aligned} (\alpha_1 - \alpha_2) &= \text{const} \cdot \alpha_1 \Delta x, \\ \Delta \dot{W} &= K \dot{W}_1 \Delta x, \end{aligned} \right\} \quad (79)$$

или, формулируя словами, мощность $\Delta \dot{W}$, отнимаемая у параллельного пучка света за счет поглощения и рассеяния в слое толщиной Δx , пропорциональна мощности \dot{W}_1 входящего света и толщине слоя Δx . Коэффициент пропорциональности K называют *коэффициентом экстинкции*. Если рассеяние не играет никакой роли по сравнению с поглощением, то коэффициент экстинкции называется *коэффициентом поглощения*. Если, наоборот, поглощением можно пренебречь по сравнению с рассеянием, то мы будем говорить о «*коэффициенте экстинкции, обусловленной рассеянием*». При использовании слов «экстинкция», «коэффициент экстинкции», и т. п. без добавлений остается неясным, какая доля приходится на поглощение и какая — на рассеяние.

Уравнение (79) служит *определением* коэффициента экстинкции. Для его практического измерения почти всегда выбирают разность толщин $(x_2 - x_1)$ сравнимой с толщиной слоя d , а не малой по сравнению с ней, как это делалось выше. Тогда можно представить себе, что слой $(x_2 - x_1)$ составлен из отдельных тонких слоев толщиной dx (рис. 238, б). Просуммировав поглощение во всех этих слоях, находим

$$\left. \begin{aligned} \int_{\dot{W}_2}^{\dot{W}_1} \frac{d\dot{W}}{\dot{W}} &= \int_0^d K \cdot dx, \text{ откуда } \ln \dot{W}_1 - \ln \dot{W}_2 = K \cdot d, \\ \text{и} \quad \dot{W}_2 &= \dot{W}_1 \cdot e^{-Kd}. \end{aligned} \right\} \quad (80)$$

¹⁾ Эта энергия может снова преобразоваться в излучение (флуоресценция и фосфоресценция).

При измерениях вместо натуральных логарифмов пользуются десятичными и мощность излучения \dot{W} заменяют соответствующими показаниями измерителя излучения α . Тогда получаем

$$K = \frac{2,303}{d} \lg \frac{\alpha_1}{\alpha_2} . \quad (81)$$

Измерение больших коэффициентов экстинкции ($K > 10^4 \text{ мм}^{-1}$) затруднительно. Оно требует применения очень тонких слоев. В них возникает интерференция и, кроме того, их отражательная способность начинает зависеть от толщины слоя. Эти затруднения преодолевают, применяя следующий способ: сначала измеряют отношение падающей мощности к мощности, пропускаемой слоем (\dot{W}_e/\dot{W}_d), как функцию толщины слоя d . Затем строят график зависимости $\lg(\dot{W}_e/\dot{W}_d)$ от d . При этом для больших значений (\dot{W}_e/\dot{W}_d) получают прямую линию. Ее наклон равен искомому коэффициенту экстинкции. (Более подробно об этом см. в § 108.)

§ 97. Средняя глубина проникновения излучения ω . Показатель экстинкции или поглощения k . Прежде всего приведем в табл. 3 (третий столбец) значения коэффициентов поглощения некоторых веществ для длин волн, лежащих в видимой области спектра.

Таблица 3

Вещество	Длина волны, мк	Коэффициент поглощения K , мм^{-1}	Средняя глубина проникновения света $\omega = 1/K$	Отношение глубины проникновения ω к длине волны λ , ω/λ	$k = \frac{1}{4\pi} \frac{\lambda}{\omega}$
Вода	0,77	0,002 ₄	42 см	550 000	$1,4 \cdot 10^{-7}$
Тяжелый флинт (Шотт)	0,450	0,004 ₆	22 см	500 000	$1,6 \cdot 10^{-7}$
«Черное» нейтральное стекло	0,546	10	0,1 мм	180	$4,4 \cdot 10^{-4}$
Вар	0,546	140	7 мк	13	$6 \cdot 10^{-3}$
Бриллиантовый зеленый	0,436	7,000	0,14 мк	0,32	0,25
Уголь (графит)	0,436	20,000	0,05 мк	0,11	0,72
Золото	0,546	80,000	0,01 мк	0,02 ₂	3,6

Величина, обратная коэффициенту поглощения K или в общем случае коэффициенту экстинкции, имеет весьма наглядный смысл: на пути длиной $\omega = 1/K$ мощность излучения параллельного пучка падает до $1/e (= 1/2,718 \approx 37\%)$ своего начального значения. Эту длину пути ω мы будем впредь называть *средней глубиной проникновения света*. Для примера несколько значений этой полезной величины приведено в четвертом столбце табл. 3.

Прозрачность (нестрогий термин) слоя вещества толщиной d зависит от отношения d/ω . Чем меньше это отношение, тем прозрачнее тело. При толщине в несколько микрон вар тоже прозрачен ($\omega \approx 7 \text{ мк}$), а при толщине еще в сто раз меньшей прозрачным становится любой металл ($\omega \approx 0.01 \text{ мк}$).

Для явлений, имеющих волновую природу, естественным масштабом всегда служит длина волны. Поэтому разумно ввести отношение длины волны λ в пустоте (воздухе) к средней глубине проникновения излучения ω в веществе, т. е. λ/ω . Для упрощения дальнейших тригонометрических расчетов введем сюда также множитель $1/4\pi$ и определим *показатель экстинкции* (в частном случае *показатель поглощения*) следующим образом:

$$k = \frac{1}{4\pi} \frac{\lambda}{\omega} = \frac{1}{4\pi} K\lambda. \quad (82)$$

Некоторые значения k также указаны в табл. 3. Экстинкцию характеризуют величинами K или k , причем выбор зависит лишь от того, какая из этих двух величин удобнее для той или иной формулировки или высказывания.

§ 98. Закон Бера. Удельный коэффициент экстинкции. Эффективное сечение отдельной молекулы. Нередко коэффициент экстинкции однородного вещества оказывается пропорциональным его плотности ρ , а коэффициент экстинкции раствора — пропорциональным его концентрации c («закон Бера»). В обоих случаях определяют *удельный коэффициент экстинкции*. По определению

$$K_\rho = \frac{K}{\rho}, \quad (83)$$

$$K_c = \frac{K}{c}. \quad (84)$$

Здесь ρ — масса тела M , деленная на его объем V , а c — масса M растворенных молекул, деленная на объем V раствора.

Пример. Из наклона прямой на рис. 239 получаем для водного раствора медного купороса удельный коэффициент экстинкции, равный

$$K_c = \frac{K}{c} = \frac{1,71 \text{ см}^{-1}}{1 \text{ моль/л}}.$$

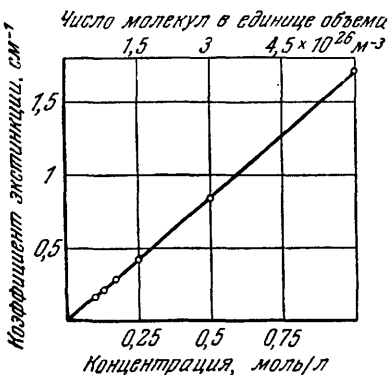


Рис. 239. О законе Бера и об измерении удельного коэффициента экстинкции K/c .

В данном примере этот коэффициент необычайно мал. Раствор CuSO_4 в воде. $\lambda = 600 \text{ мкм}$.

Но $1 \text{ см}^{-1} = 100 \text{ м}^{-1}$, $1 \text{ моль} = 10^{-3} \text{ кмоль}$ и $1 \text{ л} = 10^{-3} \text{ м}^3$. Подставляя эти величины, получим для удельного коэффициента экстинкции

$$K_c = \frac{K}{c} = 171 \text{ м}^2/\text{кмоль} = 1710 \text{ см}^2/\text{моль} \text{ и т. д.}$$

Если упомянутая выше пропорциональность выполняется строго, т. е. K/ρ (или K/c) оказывается постоянным, то *взаимодействие между отдельными молекулами не сказывается* на экстинкции. В этом случае имеет смысл заменить в определяющих уравнениях (83) и (84) плотность вещества ρ и концентрацию c на

$$\begin{aligned} \text{Число молекул в единице объема } N_v &= \\ &= \frac{\text{Число действующих молекул}}{\text{Объем тела или раствора}}, \end{aligned}$$

откуда

$$N_v = n/V = \rho N \quad \text{и} \quad N_v = n/V = cN.$$

Здесь N — удельное число молекул в единице объема n/M , равное $6,02 \cdot 10^{26}$ кмоль⁻¹. Тогда мы получаем

$$\frac{K}{N_v} = \frac{K}{\rho N} \quad \text{и} \quad \frac{K}{N_v} = \frac{K}{cN}. \quad (85)$$

Коэффициент экстинкции K есть величина, обратная длине. Поэтому

$$\begin{aligned} \frac{K}{N_v} &= \frac{KV}{n} = \frac{\text{Площадь}}{n} = \\ &= \text{Эффективное сечение одной молекулы}. \end{aligned} \quad (86)$$

В предельных случаях, описанных в § 96, эффективное сечение K/N_v есть «сечение поглощения» или «сечение рассеяния».

Пример. Из рис. 239 следует, что $K/c = 171$ м²/кмоль. Отсюда

$$\frac{K}{N_v} = \frac{K}{cN} = \frac{171 \text{ м}^2}{\text{кмоль} \cdot 6 \cdot 10^{26} \text{ кмоль}^{-1}} = 2,82 \cdot 10^{-25} \text{ м}^2.$$

Физический смысл эффективного сечения легко наглядно пояснить. На рис. 240 изображен моментальный снимок модели «газа» из стальных шариков; толщина слоя «газа» равна 1 см. Мы видим поперечные сечения отдельных молекул спроектированными на плоскость. При введении модели в параллельный пучок света каждое поперечное сечение молекулы действует как полностью непрозрачная поверхность; излучение может проходить в неизменном направлении только сквозь оставшиеся просветы. Если накладывать подобные слои моделей газа один на другой, то общая площадь оставшихся просветов будет убывать по экспоненциальному закону, что приведет к формуле (80).

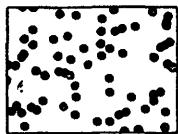


Рис. 240. Наглядное пояснение понятия эффективного сечения отдельных молекул на модельном опыте.

§ 99. Различие между слабо и сильно поглощающими веществами. Это различие имеет очень большое значение для всего дальнейшего. Чтобы различать такие вещества, пользуются

понятием средней глубины проникновения излучения ω или показателем поглощения k .

<p>Слабое поглощение означает, что</p> $\omega = \frac{1}{K} > \lambda \quad \text{или} \quad k < 0,1.$ <p>Сильное поглощение означает, что</p> $\omega = \frac{1}{K} < \lambda \quad \text{или} \quad k > 0,1.$	(87)
--	------

Редко можно встретить физические термины, выбор которых приводил бы к столь сильным недоразумениям, как термины «слабое» и «сильное» поглощение.

«Слабо» поглощающие вещества, например разбавленные чернила, могут при достаточной толщине слоя d поглотить всю падающую на них мощность излучения (если отвлечься от незначительных потерь на отражение). «Сильно» поглощающие вещества, например металлы, способны поглощать лишь малую долю падающей на них мощности излучения. Подавляющая часть излучения не может войти в металл, оно отражается от металла.

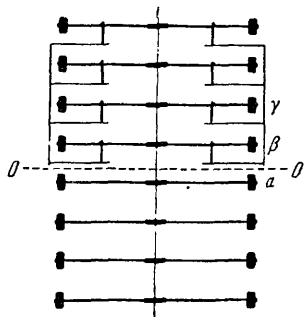


Рис. 241. Несколько элементов волновой машины.

Верхние элементы снабжены приспособлениями, создающими с помощью трения заданную степень затухания.

но, ряд маленьких волосяных кисточек, прикрепленных к концам колеблющихся гантелей. Кисточки трутся о поверхность шероховатой бумаги. Бумажные поверхности могут все вместе подниматься или опускаться: это позволяет регулировать степень трения и, следовательно, степень затухания. Пусть по нашей машине снизу вверх короткую группу волн ($\lambda \approx 60$ см). Тогда мы сможем увидеть три явления.

1. Затухание отсутствует; граница OO не оказывает никакого влияния на распространение группы волн.

2. Большое затухание; гантель β сильно тормозится вследствие затухания. Поэтому она может принять от гантели α лишь

1) Если округлить 0,08 до 0,1.

малую долю энергии колебаний. Гораздо большая часть энергии возвращается в виде энергии группы волн, идущей вниз; амплитуда этой группы волн не многим меньше, чем амплитуда той группы, которая перед этим шла снизу вверх.

3. Основная часть энергии, воспринятой гантелью β , несмотря на затухание, превращается в теплоту (вследствие трения). Остаток энергии передается гантели γ и так далее. Итак, волновое движение «в поглощающей среде» полностью замирает уже на коротком пути. Средняя глубина его проникновения ω в нашем примере составляет лишь малую долю длины волны λ . При «сильном» поглощении, т. е. при $\omega < \lambda$, волны не могут проникать в поглощающую среду; поглотится мало энергии и притом на коротком пути.

Если над границей OO имеется только проволока, т. е. отсутствуют гантели, то крутильные волны не проникают и в верхнюю «среду», ибо в ней нет резонаторов, которые могли бы воспринять энергию волн.

§ 100. Отражение света плоскими поверхностями. После подробного рассмотрения второй оптической постоянной вещества, коэффициента экстинкции K или показателя экстинкции k

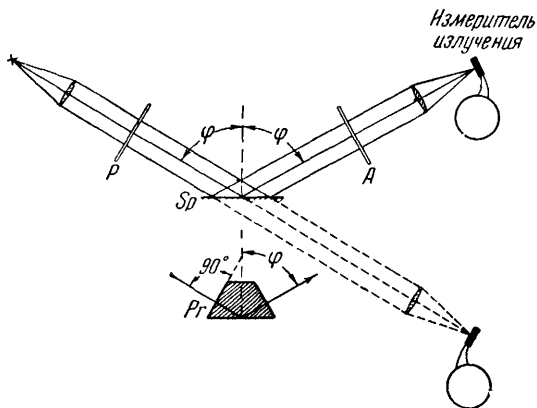


Рис. 242 К измерению отражательной способности при различных углах падения φ .

P — поляризатор.

рассмотрим на опыте отражение света от плоских зеркальных поверхностей однородных веществ.

На рис. 242 линейно поляризованный параллельный пучок света (поляризатор P) падает на измеритель излучения сначала непосредственно (показание измерителя α_1), а затем после отражения (показание α_2). Плоскость световых колебаний попе-

ременно устанавливают то параллельной (\mathcal{E}_{\parallel}), то перпендикулярной (\mathcal{E}_{\perp}) плоскости падения; кроме того, варьируют угол падения φ (предельный случай нормального падения $\varphi=0$ в этой примитивной установке можно осуществить лишь приблизительно). Анализатор A сначала отсутствует. Мы измеряем каждый раз отношение

$$R = \frac{\text{Мощность отраженного излучения}}{\text{Мощность падающего излучения}} = \frac{\alpha_2}{\alpha_1}. \quad (88)$$

По определению амплитуда световой волны пропорциональна квадратному корню из мощности излучения или из показания измерителя излучения (ср. § 13). Поэтому мы можем записать отношение амплитуды¹⁾ отраженного светового вектора \mathcal{E}_r к амплитуде падающего светового вектора \mathcal{E}_e в виде

$$\frac{\mathcal{E}_r}{\mathcal{E}_e} = \sqrt{\alpha_2/\alpha_1}. \quad (89)$$

Результаты измерений приведены на рис. 243, *a*, *b*, *в*. На рис. 243, *a* показаны результаты измерений для случая света, падающего на границу раздела «воздух — крон», на рис. 243, *b* — на границу раздела «крон — воздух». (Для осуществления этих измерений необходимо иметь призмы Pr , подобные изображенной на рис. 242 внизу.) На рис. 243, *a* и *b* мы имеем дело с веществами, обладающими «слабым» поглощением, а на рис. 243, *в* — с металлом, обладающим «сильным» поглощением.

Сопоставление типичных случаев, показанных на рис. 243, позволяет гораздо лучше продемонстрировать общие и различающиеся черты явления, чем длинное словесное объяснение. Обратим все же особое внимание на четыре обстоятельства.

1. У сильно поглощающих веществ отношение $\mathcal{E}_r/\mathcal{E}_e$ в области малых и средних углов падения φ значительно больше, чем у слабо поглощающих.

2. Если световой вектор лежит в плоскости падения, то в случае слабого поглощения имеется угол φ_p , обладающий особым свойством. Он называется *углом полной поляризации* (или углом Брюстера). Этот угол примечателен тем, что если падающий свет неполяризован, то при угле падения φ_p отражается только та часть света, световой вектор которой перпендикулярен к плоскости падения. Поэтому отраженный свет линейно поляризован.

Подобные опыты позволили французскому ученому Малюсу открыть линейную поляризацию света (1808 г.)²⁾. К сожалению, при этом методе

¹⁾ Таким образом, в дальнейших уравнениях не следует более считать \mathcal{E} векторной величиной.

²⁾ В те времена плоскость падения называли плоскостью поляризации. Этот ненужный термин должен в конце концов исчезнуть из употребления.

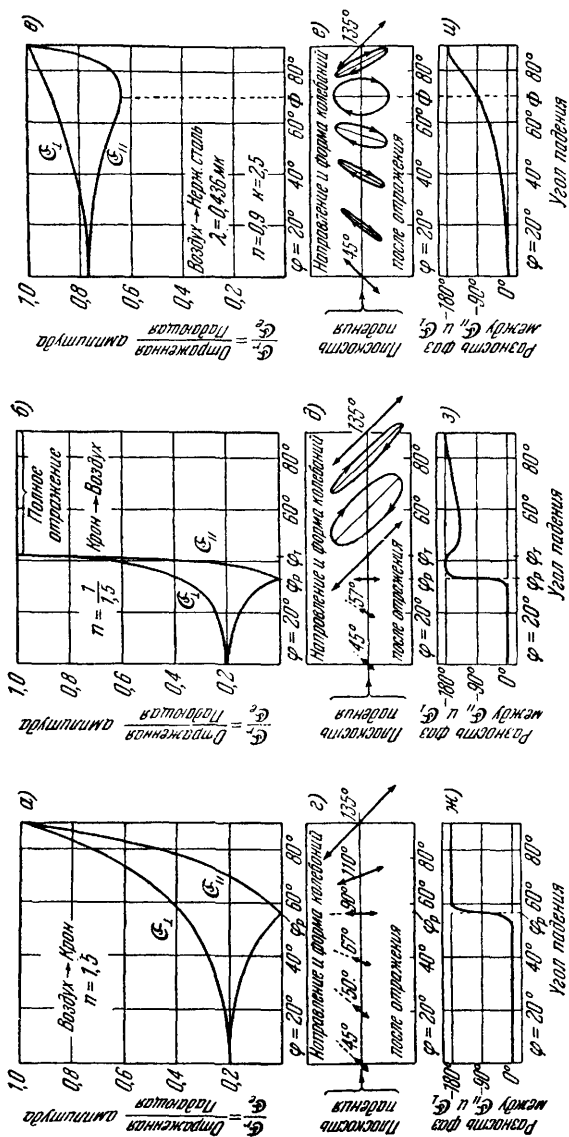


Рис. 243. Влияние угла падения на отражение линейно поляризованного света.

На рис. 243, а, б, в показаны траектории, пробегаемые конком светового вектора; при всех углах падения наблюдатель смотрит *наветру* отраженному свету. На рис. 243, ж, з, и показаны разности фаз, которые необходимо знать для описания наблюдаемых на опыте траекторий, изображенных на г, д, е. При этих наблюдаемых плоскости колебания падающего света при $\phi = 0^{\circ}$ была наклонена на 135° к плоскости падения (см. рис. 244). Таким образом, при $\phi = 0^{\circ}$ в падающем свете между ϵ_{\perp} и ϵ_{\parallel} уже существовала разность фаз в 180° . Если прибавить ее к ординатам кривых рис. ж, з, и, то получатся те разности фаз, которые следуют из формул Френеля и из вытекающих из них уравнений (116) и (152). Формулы дают форму и положение траекторий для наблюдателя, который смотрит *по* направлению света (как и в случае отраженного света).

создания линейно поляризованного света теряется 84% мощности падающего излучения. Кроме того, изменение направления хода лучей вносит неудобства.

Для инфракрасной области спектра этот метод незаменим и доныне. Для длин волн, превышающих 3 мк, можно использовать вещества с очень большим показателем преломления, например, селен или сульфид свинца: при этом потери мощности оказываются меньше, чем в видимой области. Зеркальные плоские поверхности из этих веществ получают тем же способом, что и большинство металлических зеркал: вещество испаряют в высоком вакууме и заставляют его конденсироваться на полированной (в случае необходимости — охлаждаемой) стеклянной пластинке.

3. При угле полной поляризации φ_P отраженный пучок перпендикулярен к преломленному. Поэтому имеет место закон Брюстера

$$\operatorname{tg} \varphi_P = n. \quad (90)$$

Вывод. $\sin \varphi_P = n \sin \chi = n \sin (90^\circ - \varphi_P) = n \cos \varphi_P$.

Уравнением (90) можно воспользоваться для измерения показателя преломления n .

4. При сильном поглощении угла полной поляризации φ_P не существует. Вместо него появляется *главный угол падения* Φ . Им можно пользоваться при измерении оптических констант n и k в сильно поглощающих веществах (см. § 108). Впрочем, в настоящее время более пригоден метод, описанный в § 106а.

§ 101. **Изменение фазы при отражении.** Пусть теперь световой вектор уже не перпендикулярен или параллелен плоскости падения, как ранее, а образует с ней фиксированный азимутальный угол $\psi = 135^\circ$. Это изображено на рис. 244 для угла

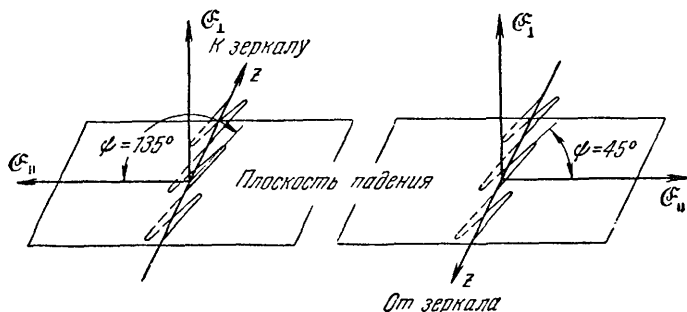


Рис. 244. Об ориентации световых векторов в частном случае отражения, близкого к нормальному.

Для падающего света $E_{e\parallel} = -E_{e\perp}$, для отраженного света $E_{r\parallel} = E_{r\perp}$.

падения $\varphi \approx 0$; здесь показан в перспективе частный случай общего правила пространственной связи направлений, которому мы в дальнейшем будем следовать. Аналогичная картина показана и

на рис. 245, но уже не в перспективе, так как плоскость чертежа здесь снова совпадает с плоскостью падения. Правило связи гласит: во всех случаях положительные направления \mathcal{E}_{\parallel} , \mathcal{E}_{\perp} и направления распространения света и следуют одно за другим как направления x , y и z правой системы координат.

В опыте, показанном на рис. 242, дополнительно вводится анализатор A . Будем поворачивать его вокруг оси пучка. Получающиеся при этом результаты измерений подобны тем, которые приведены на рис. 228. Из них вытекают результаты, представленные графически на рис. 243, $z-u$: вследствие отражения возникает разность фаз между векторами \mathcal{E}_{\parallel} и \mathcal{E}_{\perp} . Если разности фаз отличаются от 0° и 180° , то отраженный свет оказывается эллиптически поляризованным. При слабом поглощении это имеет место лишь в области полного отражения, а при сильном поглощении — при всех углах падения.

При главном угле падения Φ разность фаз между \mathcal{E}_{\parallel} и \mathcal{E}_{\perp} равна 90° . После двукратного отражения под главным углом падения Φ свет оказывается снова линейно поляризованным. На этом основан удобный способ измерения Φ , который может быть осуществлен даже в демонстрационном опыте (Ж. Жамен, 1849 г.).

§ 102. Формулы Френеля для слабо поглощающих веществ.
Применения. Результаты опытов, приведенные на рис. 243, обобщены в простых формулах, выведенных О. Френелем (1788—1827 гг.). Если закон преломления записать в виде $\sin \varphi / \sin \chi = n$, то для отраженного излучения получим

$$\frac{\mathcal{E}_{r\perp}}{\mathcal{E}_{e\perp}} = - \frac{\sin(\varphi - \chi)}{\sin(\varphi + \chi)} \quad (91)$$

(Если правая часть отрицательна, то $\mathcal{E}_{r\perp}$ и $\mathcal{E}_{e\perp}$ приобретают после отражения разность фаз в 180° .)

$$\frac{\mathcal{E}_{r\parallel}}{\mathcal{E}_{e\parallel}} = \frac{n \cos \varphi - \cos \chi}{n \cos \varphi + \cos \chi} = \frac{\operatorname{tg}(\varphi - \chi)}{\operatorname{tg}(\varphi + \chi)} \quad (92)$$

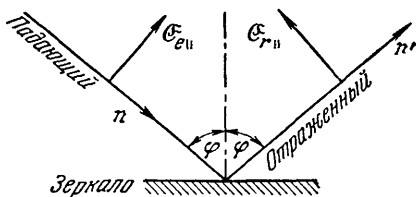


Рис. 245. Об ориентации световых векторов для произвольного угла падения φ .

$\mathcal{E}_{e\perp}$ и $\mathcal{E}_{r\perp}$ перпендикулярны к плоскости чертежа и направлены вверх.

(Если правая часть *положительна*, то $\mathcal{E}_r \parallel$ и $\mathcal{E}_e \parallel$ имеют после отражения разность фаз в 180° , т. е. стрелки, изображающие их тангенциальные компоненты на рис. 250, направлены навстречу друг другу.)

Для излучения, прошедшего через поверхность раздела, находим

$$\frac{\mathcal{E}_{d \perp}}{\mathcal{E}_{e \perp}} = \frac{2 \sin \chi \cos \varphi}{\sin(\varphi + \chi)} \quad (93)$$

и

$$\frac{\mathcal{E}_{d \parallel}}{\mathcal{E}_{e \parallel}} = \frac{2 \sin \chi \cos \varphi}{\sin(\varphi + \chi) \cos(\varphi - \chi)}. \quad (94)$$

В частном случае нормального падения, т. е. при $\varphi = 0$, получим для отражения

$$\frac{\mathcal{E}_r}{\mathcal{E}_e} = - \frac{n-1}{n+1}. \quad (95)$$

Возводя в квадрат обе части уравнения (95), получим для *одной* поверхности раздела важную, часто употребляемую формулу

Отражательная способность $R =$ $= \frac{\text{Мощность отраженного излучения}}{\text{Мощность падающего излучения}} = \left(\frac{n-1}{n+1} \right)^2.$	(96)
--	------

Примеры. Для стекла с $n = 1,5$ получим $R = 4\%$, для германия с $n = 4$ получим $R = 36\%$. Таким образом, проникновению луча в другую среду может препятствовать отнюдь не только большая величина коэффициента поглощения.

Основываясь на уравнении (96), долгое время считали невозможным создание неотражающих стеклянных поверхностей. Этого, однако, удалось добиться с помощью интерференции в тонких, напыленных на поверхность стекла кристаллических слоях («просветление», см. § 53). В первых практически успешных опытах тонкие кристаллические слои (например, KBr или CaF_2) наносились испарением в высоком вакууме (Г. Бауер, 1934 г.).

Знак минус в уравнении (95) означает, что при $n > 1$ \mathcal{E}_r и \mathcal{E}_e направлены навстречу друг другу, а при $n < 1$ — в одну сторону. При $n > 1$ отражение вызывает скачок фазы на 180° или на $\lambda/2$, тогда как при $n < 1$ фаза не изменяется.

Демонстрационный опыт Томаса Юнга (1802 г.). Половину задней стороны тонкой стеклянной пластинки смачивают жидкостью, преломляющей сильнее, чем стекло (например, йодистым метиленом). С помощью этой пластинки наблюдают интерференционные полосы в монохроматическом свете. Полосы при этом устанавливают так, чтобы они были приблизительно перпендикулярны к границе смоченного участка. Тогда полосы, проходя через границу, меняются местами, т. е. темные полосы становятся светлыми и наоборот,

Зная эти свойства фазового скачка, можно представить графически случай нормального отражения от плоской поверхности слабо поглощающего вещества; два примера приведены на рис. 246. Для случая нормального отражения мы пользуемся здесь (как и в § 103) координатной системой, у которой ось z совпадает с направлением падающего пучка.

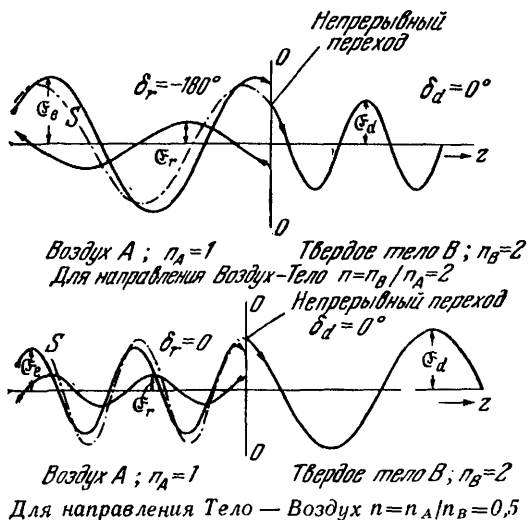


Рис. 246. Два примера бегущей волны, проходящей через границу раздела OO между двумя средами, с различными показателями преломления.

На рисунке показано «мгновеное изображение». В каждый момент времени сумма падающего и отраженного световых векторов равна на границе раздела световому вектору прошедшей волны. S — результирующая падающей и отраженной волн.

Формулы Френеля (93) и (94) справедливы для света, прошедшего сквозь границу раздела. Содержание этих уравнений иллюстрируется графиком на рис. 247.

При наклонном прохождении света через граничную поверхность отношение амплитуд $\mathcal{E}_{\parallel} / \mathcal{E}_{\perp}$ не достигает максимума при угле Брюстера $\varphi_B = 56^\circ 19''$, а продолжает возрастать с увеличением угла падения.

При наклонном прохождении параллельного пучка света сквозь стеклянную пластинку получается частично поляризованный свет, т. е. смесь естественного и линейно поляризованного света. С количественной стороны такой свет характеризуется степенью поляризации Q :

$$\text{Степень поляризации } Q = \left| \frac{\dot{W}_{\mathcal{E}_{\parallel}} - \dot{W}_{\mathcal{E}_{\perp}}}{\dot{W}_{\mathcal{E}_{\parallel}} + \dot{W}_{\mathcal{E}_{\perp}}} \right|, \quad (97)$$

где \dot{W} — мощность излучения.

Если частично поляризованный свет получается с помощью параллельного пучка света, проходящего сквозь стеклянную пластинку в косом направлении, то степень поляризации равна

$$Q = \frac{1 - \cos^4(\varphi - \chi)}{1 + \cos^4(\varphi - \chi)}, \quad (98)$$

где φ — угол падения и $\sin \chi = \frac{1}{n} \sin \varphi$.

Таким образом, при данном показателе преломления n степень поляризации определяется углом падения φ . На рис. 248 показан практически важный пример для $n=1,5$.

Вывод уравнения (98). Из уравнений (93) и (94) получаем для случая прохождения света через одну поверхность соотношение

$$\frac{\mathcal{E}_{d \parallel}}{\mathcal{E}_{d \perp}} = \frac{1}{\cos(\varphi - \chi)} = a$$

и через две поверхности — соотношение

$$\frac{\mathcal{E}_{d \parallel}}{\mathcal{E}_{d \perp}} = a^2. \quad (99)$$

Мощности излучения \dot{W} пропорциональны квадрату амплитуды и, следовательно,

$$\frac{\dot{W}_{\mathcal{E}_{d \parallel}}}{\dot{W}_{\mathcal{E}_{d \perp}}} = a^4 \quad (100)$$

и, согласно (88),

$$Q = \left| \frac{\dot{W}_{\mathcal{E}_{d \parallel}} - \dot{W}_{\mathcal{E}_{d \perp}}}{\dot{W}_{\mathcal{E}_{d \parallel}} + \dot{W}_{\mathcal{E}_{d \perp}}} \right| = \frac{a^4 - 1}{a^4 + 1}. \quad (101)$$

Подстановка $a=1/\cos(\varphi - \chi)$ дает уравнение (98).

С помощью уравнения (98) можно определить неизвестную степень поляризации частично поляризованного света. Неизвестную частичную поляризацию компенсируют известной. Для этой цели исследуемый свет направляют через стеклянную пластинку и анализатор к измерителю излучения. Варьируют угол падения φ и, кроме того, поворачивают пластинку вокруг направления пучка света. Таким путем частичную поляризацию, созданную пластинкой, удастся сделать равной и противоположной той, которую хотят измерить; момент компенсации определяют по показанию измерителя излучения, которое становится независимым от установки анализа-

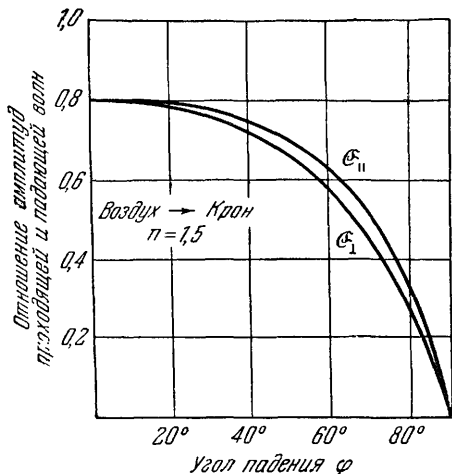


Рис. 247. О проникинении света в оптически более плотную среду при слабом поглощении.

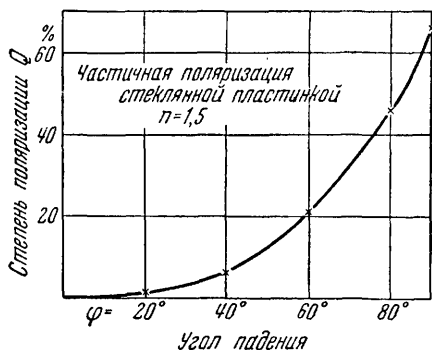


Рис. 248. Влияние угла падения на степень поляризации света, прошедшего через стеклянную пластинку.

тора (его азимута ψ). Пусть, например, это произойдет при $\varphi=60^\circ$. Тогда согласно рис. 248 или из уравнения (98) можно найти искомую частичную поляризацию; Q оказывается примерно равной 20%.

При визуальных наблюдениях перед анализатором помещают пластинку Савара (см. рис. 232, *г*) и добиваются исчезновения интерференционных полос.

§ 103. Вывод формул Френеля. Формулы Френеля можно вывести — независимо от более подробных представлений о природе света — из следующих двух предпосылок.

I. При переходе из одной среды в другую тангенциальные составляющие светового вектора изменяются непрерывно и это изменение происходит в пограничном слое, толщина которого пренебрежимо мала по сравнению с длиной волны.

II. Объемная плотность энергии излучения ρ пропорциональна не только \mathcal{E}^2 , но и n^2 , т. е. квадрату показателя преломления.

Рассмотрим их несколько подробнее. Пусть за время t через поверхность F в перпендикулярном к ней направлении проходит энергия W . Тогда $W/t = \dot{W}$ есть мощность излучения. Для плоских волн можно написать (см. «Механика»)

$$\dot{W} = \rho \cdot c \cdot F. \quad (102)$$

Мощность излучения Объемная плотность энергии излучения · Скорость волн · Пронизываемая поверхность

Скорость волн в веществе меньше, чем в воздухе, т. е.

$$c_{\text{вещ}} = \frac{c_{\text{воз}}}{n}. \quad (103)$$

При отражении должен выполняться закон сохранения энергии, т. е.

$$\dot{W}_e = \dot{W}_r + \dot{W}_d. \quad (104)$$

Мощность падающего излучения = Мощность отраженного излучения + Мощность проходящего излучения

Теперь нужно объединить уравнения (102) — (104) с предпосылкой II. Сделав это сперва для случая *нормального* падения света, получим для пучка с поперечным сечением F

$$\mathcal{E}_e^2 \cdot cF = \mathcal{E}_r^2 \cdot cF + n^2 \mathcal{E}_d^2 \cdot \frac{c}{n} F, \quad (105)$$

или

$$\mathcal{E}_e^2 = \mathcal{E}_r^2 + n\mathcal{E}_d^2. \quad (106)$$

Второе уравнение, связывающее эти три амплитуды, получаем из предпосылки I. Она дает

$$\mathcal{E}_e + \mathcal{E}_r = \mathcal{E}_d, \quad (107)$$

т. е. сумма амплитуд перед поверхностью раздела двух сред равна амплитуде за этой поверхностью. Подставляя (107) в (106), находим

$$\mathcal{E}_e - \mathcal{E}_r = n\mathcal{E}_d. \quad (108)$$

С помощью уравнения (107) исключим \mathcal{E}_d или \mathcal{E}_r и тогда получим

$$\frac{\mathcal{E}_r}{\mathcal{E}_e} = -\frac{n-1}{n+1} \quad (95)$$

и

$$\frac{\mathcal{E}_d}{\mathcal{E}_e} = \frac{2}{n+1}. \quad (109)$$

Обе эти формулы справедливы для случая нормального падения.

При *наклонном* падении света необходимо принять во внимание изменение поперечного сечения пучка B вследствие преломления. Согласно рис. 249, можно написать

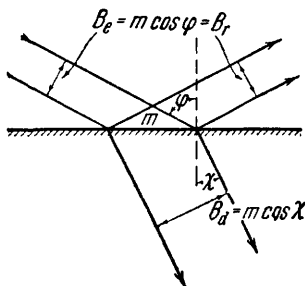


Рис. 249. Изменение поперечного сечения пучка при преломлении света.

Поэтому закон сохранения энергии дает здесь вместо уравнения (106) соотношение

$$\mathcal{E}_e^2 = \mathcal{E}_r^2 + n^2 \mathcal{E}_d^2 \frac{\cos \chi}{\cos \varphi}. \quad (111)$$

Это уравнение справедливо как для \mathcal{E}_{\parallel} , так и для \mathcal{E}_{\perp} . Для дальнейшего расчета мы будем следовать (в отличие от того, как мы поступали в частном случае нормального падения) правилу связи пространственных направлений. Мы обобщим расчет, введя в рассмотрение преломленный главный луч (рис. 250). Компоненты \mathcal{E}_{\perp} , перпендикулярные к плоскости падения и к плоскости чертежа, имеют одинаковые знаки, если их направление одинаково. Все изображенные на рис. 250 компоненты $\mathcal{E}_{e\parallel}$, $\mathcal{E}_{r\parallel}$ и $\mathcal{E}_{d\parallel}$ имеют положительные знаки, несмотря на то, что стрелки $\mathcal{E}_{e\parallel} \cos \varphi$ и $\mathcal{E}_{r\parallel} \cos \varphi$ направлены навстречу друг другу, т. е. разность фаз между ними равна 180° .

Учет условия I (непрерывность тангенциальных составляющих) приводит к различным уравнениям для \mathcal{E}_{\perp} и \mathcal{E}_{\parallel} .

Для \mathcal{E}_{\perp} имеем

$$\mathcal{E}_{e\perp} + \mathcal{E}_{r\perp} = \mathcal{E}_{d\perp} \quad (112)$$

и, учитывая (111),

$$(\mathcal{E}_{e\perp} - \mathcal{E}_{r\perp}) \cos \varphi = n \mathcal{E}_{d\perp} \cos \chi. \quad (113)$$

Для \mathcal{E}_{\parallel} , согласно рис. 250, получим

$$(\mathcal{E}_{e\parallel} - \mathcal{E}_{r\parallel}) \cos \varphi = \mathcal{E}_{d\parallel} \cos \chi \quad (114)$$

и

$$\mathcal{E}_{e\parallel} + \mathcal{E}_{r\parallel} = n \mathcal{E}_{d\parallel}. \quad (115)$$

Далее следует элементарный расчет. Из уравнений (112), (113), (114), (115) исключают \mathcal{E}_d и получают формулы Френеля — уравнения (91) и (92).

Вместо \mathcal{E}_d можно исключить \mathcal{E}_r , и тогда мы получим соответствующие уравнения для амплитуд света, прошедшего во вторую среду, т. е. уравнения (93) и (94).

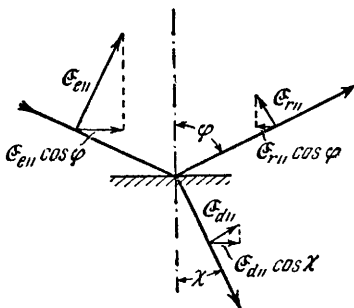


Рис. 250. Тангенциальные составляющие светового вектора \mathcal{E}_{\parallel} , колеблющегося в плоскости падения,

положительные направления тангенциальных составляющих векторов $\mathcal{E}_{r\parallel}$ и $\mathcal{E}_{e\parallel}$ направлены навстречу друг другу.

§ 104. Дальнейшие сведения о полном отражении. На рис. 251 тонкий слой с показателем преломления n_A граничит с обеих (плоских) сторон с веществом, обладающим большим показателем преломления n_B . Слева вверх на слой падают под углом φ световые волны. Они полностью отражаются, если φ превышает предельный угол полного отражения φ_T , определяемый уравнением (6), т. е. $\sin \varphi_T = n_A/n_B$ (см. § 9).

Однако полное отражение может наступить лишь в том случае, если толщина слоя d вещества A имеет тот же порядок величины, что и длина волны (см. «Механика»). Более тонкие слои не служат совершенно непреодолимым препятствием для волн. Волны могут, хотя и с некоторым ослаблением, проникать сквозь эти тонкие слои так, как если бы им был представлен некий «туннель». Это явление носит поэтому название «*туннельного эффекта*».

Для света это можно продемонстрировать с волнами инфракрасной части спектра. На рис. 252 изображение кратера дуговой лампы проектируется на измеритель излучения M двумя

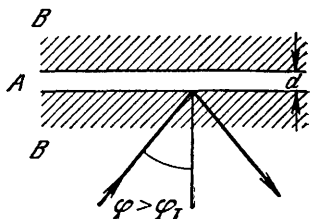


Рис. 251. Устранение полного отражения; туннельный эффект.

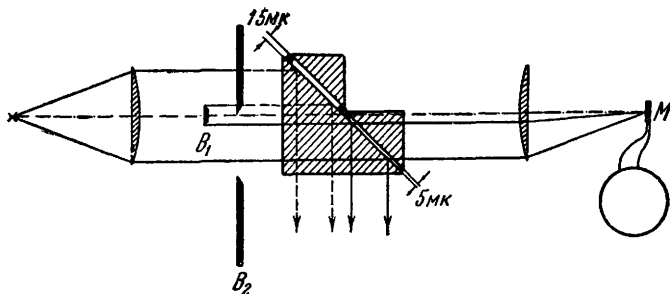


Рис. 252. Демонстрация полного отражения инфракрасного света и устранение полного отражения посредством «туннельного эффекта».

одинаковыми линзами из каменной соли. Между линзами параллельный пучок разделяется диафрагмой B_1 на два пучка. Вторая, перемещаемая в вертикальном направлении диафрагма B_2 , пропускает по выбору какой-либо из двух разделенных пучков. Оба пучка падают затем на три прямоугольные призмы из каменной соли. Основания малых призм отделяются

от основания большой призмы узкими полосками металлической фольги, толщина которой сверху равна 15 мк, а внизу — 5 мк.

Видимое излучение, содержащееся в обоих пучках, полностью отражается и отклоняется в сторону в направлении, указанном стрелками. Точно так же полностью отражается и инфракрасное излучение верхнего пучка. Напротив, нижний пучок, попадая на измеритель излучения, вызывает большое отклонение; следовательно, излучение проникает через призмы. Это означает, что воздушный слой толщиной 5 мк, расположенный за основанием большой призмы, препятствует полному отражению, а воздушный слой толщиной 15 мк не мешает образованию полного отражения. Отсюда мы заключаем, что в инфракрасном излучении обоих пучков содержатся волны длиной до 15 мк. (Волны длиной больше 15 мк поглощаются уже первой линзой из каменной соли.)

Этот опыт с двумя призмами имеет также и прикладное значение. Расстояние между основаниями призм делают переменным. Тогда почвляется возможность управлять мощностью проходящего излучения с помощью мельчайших сдвигов. Так поступают, например, при сигнализации световыми пучками (оптический телефон). Кроме того, обе призмы можно использовать в качестве светофильтра для инфракрасной области спектра; они задерживают короткие волны и пропускают длинные.

Согласно рис. 243, з, в области полного отражения между \mathcal{E}_{\parallel} и \mathcal{E}_{\perp} возникает разность фаз δ . Поэтому линейно поляризованный свет, у которого имеются составляющие как в плоскости падения, так и в перпендикулярной к ней плоскости, превращается после отражения в эллиптически поляризованный свет.

При этом (для $n < 1$, $\varphi > \varphi_p$) можно написать

$$\operatorname{tg} \frac{\delta}{2} = \frac{\cos \varphi \sqrt{\sin^2 \varphi - n^2}}{\sin^2 \varphi}. \quad (116)$$

Пример. Для $n=1/1,5$ при углах падения $\varphi=48,5^\circ$ и $\varphi=54,5^\circ$ δ становится равным 45° .

Вывод. Закон преломления $\sin \chi = \frac{1}{n} \cdot \sin \varphi$ допускает при $n < 1$ значения $\sin \chi > 1$. Тогда

$$\cos \chi = \sqrt{1 - \sin^2 \chi} = i \frac{1}{n} \sqrt{\sin^2 \varphi - n^2}, \quad (117)$$

т. е. мнимой величине. Ее подставляют в формулу Френеля и далее ведут расчет по той же схеме, что и в § 106.

§ 105. Математическое представление затухающих бегущих волн. Бегущие волны были рассмотрены в § 115 «Механики». Фазовая скорость обозначалась через c . В оптике фазовая скорость в среде с показателем преломления n равна c/n . Поэтому

в оптике *незатухающая* бегущая волна описывается уравнением

$$x = A \sin \omega \left(t - \frac{z}{c/n} \right). \quad (118)$$

Здесь x — мгновенное значение элонгации в точке z в момент t ; A — амплитуда; $\omega = 2\pi\nu$ — круговая частота; z — путь, пройденный в направлении распространения волны; c/n — фазовая скорость; n — показатель преломления.

С показательными функциями расчеты вести легче, чем с тригонометрическими. Поэтому тригонометрические функции заменяют показательными, исходя из формулы Эйлера

$$e^{i\varphi} = \cos \varphi + i \sin \varphi; \quad i = \sqrt{-1}. \quad (119)$$

Тогда вместо (118) можно написать

$$x = A e^{i\omega(t - zn/c)}. \quad (120)$$

и вести расчет с комплексными числами, используя отдельно либо их мнимую, либо их действительную часть.

Мнимые и комплексные числа, к сожалению, часто представляются начинающему зловещими образами «нездешнего» мира. Комплексные числа являются, однако, всего лишь парами чисел, для которых приняты определенные, установленные для этих пар правила счисления. Слова «мнимый» или «комплексный» обусловлены лишь историческими обстоятельствами.

Для чтения ближайших параграфов нам достаточно знать следующее:

Комплексное число

$$x = A e^{i\varphi} = A (\cos \varphi + i \sin \varphi) = a + ib \quad (121)$$

(где A — модуль, φ — «угол», или «фаза», комплексного числа) можно представить графически (рис. 253).

Для определения угла φ пользуются уравнением

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\sin \varphi}{\cos \varphi} = \frac{\text{Коэффициент при мнимой части комплексного числа}}{\text{Действительная часть комплексного числа}}. \quad (122)$$

Модуль A комплексного числа ($a \pm ib$) определяют, умножая это число на «комплексно сопряженное число» ($a \mp ib$), например,

$$A^2 = (a + ib)(a - ib) = a^2 + b^2. \quad (123)$$

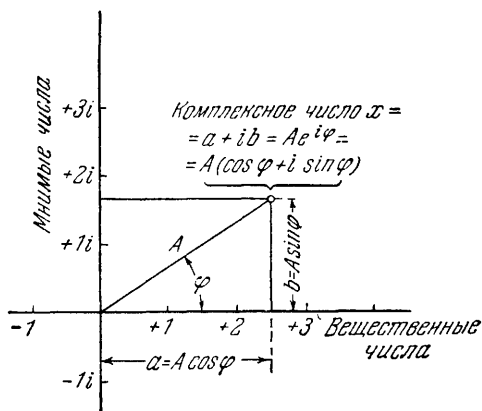


Рис. 253. Геометрическая интерпретация комплексного числа.

Обе эти операции приводят к тому, что комплексные числа в конечном результате отсутствуют. В других случаях в конечном результате в обеих частях уравнения получаются некоторые комплексные числа, например,

$$(a + ib) = C + iB. \quad (124)$$

Тогда не только $a=C$, но и $b=B$ имеют физический смысл, т. е. мы получаем соотношения между однородными и сравнимыми величинами.

Пример. Пусть дано синусоидальное колебание с фазой $\pm\delta$ в начальный момент времени t ; тогда вместо $x=A \sin(\omega t \pm \delta)$ можно написать в комплексном виде

$$x = Ae^{i\delta} e^{i\omega t}. \quad (125)$$

Произведение $Ae^{i\delta}$ носит название *комплексной амплитуды*. Последняя содержит *две* характеристики колебания, а именно, действительную амплитуду и фазовый угол δ . Отношение двух комплексных амплитуд

$$\frac{A'_1}{A'_2} = \frac{A_1}{A_2} e^{i(\delta_1 - \delta_2)} = \rho e^{i\delta} \quad (126)$$

содержит как отношение действительных амплитуд $\rho=A_1/A_2$, так и разность фаз δ между ними. При этом ρ есть модуль, а δ угол комплексного числа $\rho e^{i\delta}$.

В веществе, обладающем экстинкцией, волна экспоненциально затухает. В конце пути z мощность излучения падает до некоторой доли своей начальной величины, а именно, до e^{-Kz} , а амплитуда до доли $e^{-Kz/2}$. Заменяя коэффициент поглощения K показателем поглощения k , согласно соотношению

$$K = \frac{4\pi k}{\lambda}, \quad (82)$$

получим для мгновенного значения в точке z в момент времени t

$$x = Ae^{-2\pi k z/\lambda} e^{i\omega(t - nz/c)}. \quad (127)$$

Переход от уравнения (120) (волна без экстинкции) к уравнению (127) (волна с экстинкцией) можно произвести также и иным, чисто формальным путем: достаточно заменить показатель преломления n в уравнении (120) некоей комплексной величиной, называемой *комплексным показателем преломления*

$$\boxed{n' = n - ik.} \quad (128)$$

В нем содержатся *две* величины, а именно, показатель преломления n и показатель экстинкции k . Комплексный показатель преломления позволяет перейти от уравнения (120) непосредственно к уравнению (127).

Этот результат очень важен. Пользуясь простым правилом, можно вычислить влияние экстинкции на распространение вол-

ны: берут формулы, выведенные для волн без экстинкции, и заменяют в них действительный показатель преломления n комплексным $n' = n - ik$. Комплексный показатель преломления как формальная расчетная величина исключительно удобен; без него трудно обойтись при расчете экстинкции волн.

§ 106. Формула Бера для нормального отражения от сильно поглощающих веществ. Относящиеся сюда факты были описаны в § 100. Количественная их трактовка основана на обобщении формул Френеля. Кроме показателя преломления n принимается во внимание также показатель экстинкции k . Это делается по общему установленному выше правилу — действительный показатель преломления n заменяется комплексным $n' = n - ik$.

В частном случае нормального падения для отражения была справедлива формула

$$\frac{\mathfrak{E}_r}{\mathfrak{E}_e} = -\frac{n-1}{n+1}. \quad (95)$$

Подставляя сюда комплексный показатель преломления, получим отношение двух комплексных амплитуд

$$\frac{\mathfrak{E}'_r}{\mathfrak{E}'_e} = -\frac{n-ik-1}{n-ik+1} = \rho e^{i\delta_r}. \quad (129)$$

Здесь модуль ρ означает (ср. § 105) отношение действительных амплитуд $\rho = \mathfrak{E}_r/\mathfrak{E}_e$, а δ_r — сдвиг фазы между \mathfrak{E}_r и \mathfrak{E}_e , т. е. между амплитудами отраженной и падающей волн. Обе величины вычислим по правилам, изложенным в § 105. Начнем с расчета отражательной способности

$$R = \rho^2 = \left| \frac{\mathfrak{E}_r}{\mathfrak{E}_e} \right|^2.$$

Для этого комплексное число в уравнении (129) умножим на «комплексно сопряженное» с ним число; в результате имеем:

$$R = \frac{(n-ik-1)(n+ik-1)}{(n-ik+1)(n+ik+1)}, \quad (130)$$

или

$$R = \left| \frac{\mathfrak{E}_r}{\mathfrak{E}_e} \right|^2 = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2}. \quad (131)$$

Это и есть известная формула Бера (1854 г.). Каждому значению R соответствует множество пар значений оптических постоянных n и k ; совокупность этих значений образует на графике геометрическое место точек, имеющее форму окружности. Это показано на рис. 254 для значений R от 20 до 80%.

У металлов слагаемое k^2 в числителе и знаменателе формулы Бера (131) часто значительно больше другого слагаемого. Тогда R сравнимо с единицей, т. е. значительная часть мощности падающего излучения отражается: для случая, представленного на рис. 243, в, она превышает 60%. В видимой области спектра серебро может отражать свыше 95% падающего на него света.

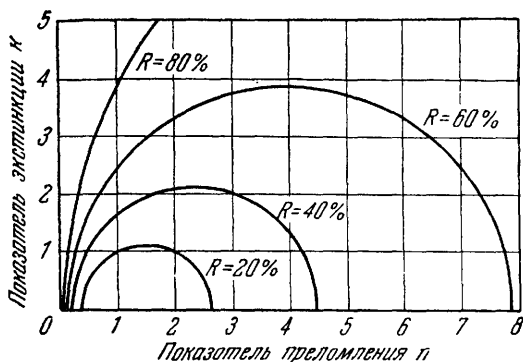


Рис. 254. Графическое представление формулы Бера указывает пары чисел n и k , отвечающие при нормальном падении одинаковой отражательной способности R .

Центры окружностей лежат в точках $n = (1 + R)/(1 - R)$, а радиусы окружностей удовлетворяют условию $r^2 = 4R/(1 - R)^2$.

В длинноволновом инфракрасном свете отражательная способность R всех металлов практически достигает 100% (ср. рис. 286).

Для вычисления разности фаз приведем уравнение (129) к форме $a + ib$. С этой целью умножим числитель и знаменатель на величину, комплексно сопряженную со знаменателем

$$\rho e^{i\delta_r} = -\frac{n - ik - 1}{n - ik + 1} \cdot \frac{n + ik + 1}{n + ik + 1} = \frac{1 - n^2 - k^2 + i2k}{n^2 + 2n + 1 + k^2}, \quad (132)$$

или

$$[(n + 1)^2 + k^2] \rho e^{i\delta_r} = \underbrace{1 - n^2 - k^2}_{\text{Действительная часть}} + \underbrace{i2k}_{\text{Мнимая часть}}. \quad (133)$$

Теперь, воспользовавшись уравнением (122)

$$\text{tg } \delta_r = \frac{\text{Коэффициент при мнимой части комплексной величины}}{\text{Действительная часть комплексной величины}},$$

получим для сдвига фаз между отраженной и падающей амплитудой

$$\text{tg } \delta_r = \frac{2k}{1 - n^2 - k^2}. \quad (134)$$

Аналогичным образом можно, исходя из формулы Френеля (94), вычислить отношение амплитуды прошедшей волны \mathcal{E}_d к амплитуде падающей \mathcal{E}_e , а также сдвиг фаз между ними δ_e . Тогда получим для случая нормального падения света

$$\left| \frac{\mathcal{E}_d}{\mathcal{E}_e} \right|^2 = \frac{4}{(n+1)^2 + k^2} \quad (135)$$

и

$$\operatorname{tg} \delta_d = \frac{k}{n+1}. \quad (136)$$

Мгновенная картина, изображенная на рис. 246, поясняет смысл формулы Френеля для случая слабого отражения света при нормальном падении и показателе преломления $n=2$.

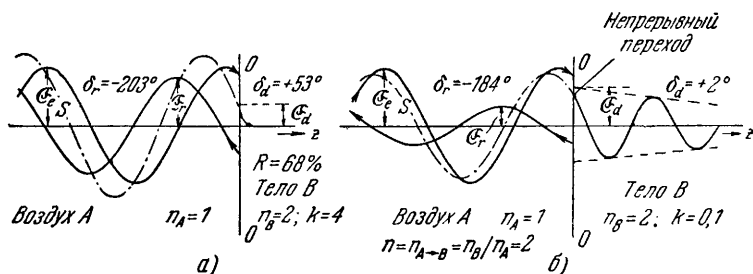


Рис. 255. Схемы, поясняющие уравнения (131)—(136).

Левая часть (а) иллюстрирует, например, отражение красного света от платины; правая (б) показывает преувеличенные значения даже для растворов красителей очень высокой концентрации. S — результирующая падающей и отраженной волн.

Точно так же мгновенные картины на рис. 255 поясняют уравнения (131)—(136); на рис. 255, а $n_B=2$ и $k=4$, а на рис. 255, б $n_B=2$ и $k=0,1$.

Рис. 255, б не отличается существенно от рис. 246. Это значит, что при отражении показатель поглощения $k=0,1$ уже не играет практически никакой роли. При $k=0,1$ (точнее, 0,08) находим, что $\omega=\lambda$, иначе говоря, средняя глубина проникновения света равна длине его волны. Условие $\omega=\lambda$ соответствует в § 99 границе между сильным и слабым поглощением. Здесь это находит свое оправдание.

§ 106а. Применение формулы Бера при измерении оптических констант n и k . Если в сильно поглощающем веществе измерены какие-либо две из трех величин R , n и $k=K\lambda/4\pi$, то третью можно вычислить по формуле Бера. Можно, впрочем, измерять R и δ_r и находить с помощью уравнений (131) и (134) величины k и n .

Для определения δ_r у волны с круговой частотой ω в настоящее время пользуются соотношением Крамерса — Кронига¹⁾

$$\delta_r = \frac{2\omega}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\ln \sqrt{R(\omega_1)}}{\omega^2 - \omega_1^2} d\omega_1. \quad (136a)$$

Величина $\sqrt{R(\omega_1)}$, т. е. зависимость \sqrt{R} от круговой частоты ω_1 , измеряется в опыте для *всего* спектра, т. е. практически в возможно более широком спектральном интервале; численное значение интеграла находят обычно с помощью электронной счетной машины. Вывод уравнения (136a) завел бы нас слишком далеко.

§ 107. Поглощение света в сильно поглощающих веществах при наклонном падении. В § 106 достаточно подробно рассматривалось отражение света при сильном поглощении и нормальном падении ($\varphi=0$). Значение выведенных в нем уравнений распространяется далеко за пределы оптики. Эти уравнения играют также большую роль в акустике и электротехнике. Дело в том, что они содержат, независимо от более конкретных представлений о природе волн, только две формально введенные константы вещества: показатель преломления n и показатель поглощения k .

При наклонном падении света ($\varphi > 0$) задача становится сложнее. Если подставить комплексный показатель преломления в формулу, выражающую закон преломления, то получится комплексный угол преломления. В последнем содержатся сведения двух видов — относительно положения поверхностей равной фазы и относительно положения поверхностей равной амплитуды (рис. 256). На этих рисунках гребни волн обозначены широкими черными линиями. Их толщина условно характеризует величину амплитуды.

На первых двух рисунках значение показателя преломления ниже границы OO меньше, чем в области выше границы.

На рис. 256, а $\varphi=0$, т. е. свет падает на поверхность раздела нормально. Линии равных фаз (гребни волн) и линии равных

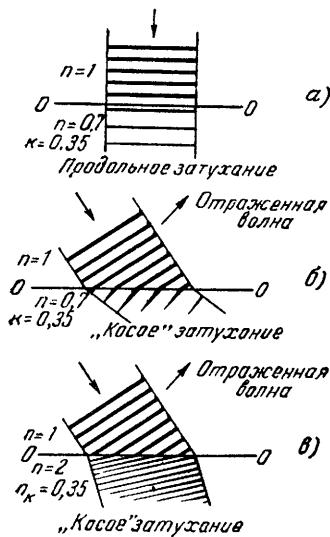


Рис. 256. Различные формы пространственного затухания бегущих волн.

Толщина линий выражает амплитуду волн.

¹⁾ Это соотношение основывается на работах Кронига (1926 г.) и Крамерса (1927 г.).

амплитуд (равная толщина линий) совпадают: получается «продольное затухание».

На рис. 256, б угол φ примерно равен 33° . Теперь гребни волн под границей уже не совпадают с линиями равной амплитуды, т. е. с линиями равной толщины. Волна «неоднородна», наблюдается «наклонное затухание».

На рис. 256, в показатель преломления под границей раздела больше, чем в верхней области. Здесь тоже получается «наклонное затухание».

На опыте это затухание в наклонном направлении сказывается весьма неприятным образом: измеренное с помощью призм отношение $\sin \varphi / \sin \chi$ перестает быть постоянным и начинает зависеть от угла падения (рис. 257). Например, в случае меди оно может при возрастании φ более чем удвоиться.

Тем не менее, наклонное падение света при сильном поглощении можно рассчитывать так же, как и нормальное. При этом снова исходят из соответствующих формул Френеля для слабого поглощения, т. е. из уравнений (91) и (92), и опять заменяют действительный показатель преломления n комплексным показателем преломления, учитывающим поглощение,

$$n' = n - ik. \quad (128)$$

К сожалению, строгие вычисления становятся крайне громоздкими и мало наглядными. Поэтому мы ограничим свою задачу и поставим лишь такой вопрос: как можно на основании измерений *отражения* при *наклонном* падении света определить оптические постоянные n и k ?

§ 108. Формулы Коши для определения оптических постоянных сильно поглощающих веществ. В отсутствие поглощения применим закон Снеллиуса $\sin \chi = \sin \varphi / n$. В случае комплексного показателя преломления вместо этого получаем

$$\sin \chi = \frac{\sin \varphi}{n - ik} \quad (137)$$

и отсюда

$$\cos \chi = \frac{\sqrt{(n - ik)^2 - \sin^2 \varphi}}{n - ik} \quad (138)$$

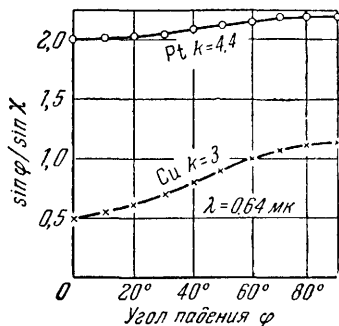


Рис. 257. Для сильно поглощающих веществ соотношение $\sin \varphi / \sin \chi$ зависит от угла падения φ .

Измерения выполнены Ши с помощью очень тонких металлических призм.

Далее, из уравнений Френеля (86) и (87) найдем отношение обеих амплитуд отраженного света для частного случая $\mathfrak{E}_{e\perp} = -\mathfrak{E}_{e\parallel}$, схематически изображенного на рис. 244. Это значит, что амплитуды падающего света должны быть такими же, как и на рис. 243, $a - в$. Отношение амплитуд отраженного света выражается комплексным числом

$$\frac{\mathfrak{E}'_{r\parallel}}{\mathfrak{E}'_{r\perp}} = \frac{\cos(\varphi + \chi)}{\cos(\varphi - \chi)} = \rho e^{i\delta}, \quad (139)$$

где ρ — опять отношение действительных амплитуд, т. е. $\rho = \mathfrak{E}_{r\parallel} / \mathfrak{E}_{r\perp}$. Из соотношения (139) после элементарного преобразования следует, что

$$\frac{1 - \rho e^{i\delta}}{1 + \rho e^{i\delta}} = \frac{\sin \varphi \sin \chi}{\cos \varphi \cos \chi}. \quad (140)$$

Подставив сюда вместо $\sin \chi$ и $\cos \chi$ их значения из уравнений (137) и (138), получим

$$\frac{1 - \rho e^{i\delta}}{1 + \rho e^{i\delta}} = \frac{\operatorname{tg} \varphi \sin \varphi}{\sqrt{(n - ik)^2 - \sin^2 \varphi}}. \quad (141)$$

До сих пор наше рассмотрение являлось строгим и общим. Теперь ограничимся частным случаем, когда угол φ равен главному углу падения Φ (см. § 100). Тогда $\delta = -\pi/2$ и $e^{-i\pi/2} = -i$. (Доказательство. $e^{i\delta} = \cos \delta + i \sin \delta$; поэтому, если $\delta = -\pi/2$, то $e^{-i\pi/2} = 0 - i \cdot 1$.) Далее, отношение амплитуд волн ρ , отраженных при главном угле падения, обозначим через $\operatorname{tg} \Psi$, т. е. определим $\operatorname{tg} \Psi$ как

$$\operatorname{tg} \Psi = \left(\frac{\mathfrak{E}_{r\parallel}}{\mathfrak{E}_{r\perp}} \right)_{\varphi = \Phi}. \quad (142)$$

Для металлов главный угол падения Φ в большинстве случаев лежит вблизи 70° ; тогда $\sin^2 \varphi = 0,9$. Этой величиной в знаменателе уравнения (141) пренебрегают. Физически это означает, что пренебрегают зависимостью показателя преломления n от угла падения φ (см. рис. 257) и рассматривают n даже в случае сильного поглощения как постоянную величину.

Тогда вместо (141) получаем

$$\frac{1 + i \operatorname{tg} \Psi}{1 - i \operatorname{tg} \Psi} = \frac{\operatorname{tg} \Phi \sin \Phi}{n - ik}. \quad (143)$$

Умножим обе части этого уравнения на комплексно сопряженные величины, тогда получим

$$\frac{1 + i \operatorname{tg} \Psi}{1 - i \operatorname{tg} \Psi} \cdot \frac{1 - i \operatorname{tg} \Psi}{1 + i \operatorname{tg} \Psi} = \frac{\operatorname{tg} \Phi \sin \Phi}{n - ik} \frac{\operatorname{tg} \Phi \sin \Phi}{n + ik}, \quad (144)$$

или

$$\operatorname{tg} \Phi \sin \Phi = \sqrt{n^2 + k^2}. \quad (145)$$

Затем, освободив от знаменателя уравнение (143) и подставив в него уравнение (145), находим

$$(n - ik)(1 + i \operatorname{tg} \Psi) = \sqrt{n^2 + k^2}(1 - i \operatorname{tg} \Phi). \quad (146)$$

Производя вычисления и приравнявая действительные части этого уравнения (ср. § 105), получаем

$$n + k \operatorname{tg} \Psi = \sqrt{n^2 + k^2}, \quad (147)$$

или

$$k = \frac{2n \operatorname{tg} \Psi}{1 - \operatorname{tg}^2 \Psi}; \quad (148)$$

отсюда

$$\boxed{k = n \operatorname{tg} 2\Psi.} \quad (149)$$

Наконец, подставляя уравнение (149) в (145), находим

$$\boxed{n = \sin \Phi \operatorname{tg} \Phi \cos 2\Psi.} \quad (150)$$

Таким образом, мы получили два уравнения для определения двух оптических постоянных n и k . Измеряемыми величинами служат главный угол падения Φ и $\operatorname{tg} \Psi$, т. е. отношение обеих амплитуд световых волн, отраженных при главном угле падения (см. уравнение (142) и рис. 243, в).

Окруженные рамкой уравнения (149) и (150) имеют большое значение в измерительной технике. Они были выведены Коши еще в 1849 г. Поэтому их не следует, вопреки укоренившемуся представлению, считать следствием теории Максвелла.

Если $k=0$, т. е. если свет отражается без поглощения, то уравнение (150) дает

$$n = \sin \varphi \operatorname{tg} \varphi$$

вместо закона Брюстера

$$n = \operatorname{tg} \varphi. \quad (90)$$

Это получается потому, что формулы Коши являются лишь приближенными. Для очень малых значений показателя преломления n уравнение (150) остается справедливым, а уравнение (149) следует заменить более строгим

$$k = \frac{n \sqrt{\sin^2 \Phi \sin^2 2\Psi - \cos^2 \Phi}}{\sin \Phi \cos 2\Psi}. \quad (149a)$$

Для малых значений показателя поглощения k применяются другие приближенные соотношения, а именно,

$$k = \frac{n \sin \Phi \sin 2\Psi}{\sqrt{1 - \sin^2 \Phi \sin^2 2\Psi}} \quad (149b)$$

и

$$n = \operatorname{tg} \Phi \sqrt{1 - \sin^2 \Phi \sin^2 2\Psi}. \quad (150a)$$

Для $k=0$ уравнение (150a) приводит к правильному виду закона Брюстера, т. е. к $n = \operatorname{tg} \Phi$.

Обозначим снова через δ разность фаз между $\mathcal{E}_{r\parallel}$ и $\mathcal{E}_{r\perp}$. Для того чтобы вычислить δ и отношение амплитуд $\rho = \mathcal{E}_{r\parallel}/\mathcal{E}_{r\perp} = \operatorname{tg} \Psi$ составляем два вспомогательных уравнения

$$\operatorname{tg} P = \frac{\sqrt{n^2 + k^2}}{\sin \varphi \cdot \operatorname{tg} \varphi} \quad \text{и} \quad \operatorname{tg} Q = \frac{k}{n}. \quad (151)$$

Тогда

$$\operatorname{tg} \delta = \sin Q \operatorname{tg} 2P \quad (152)$$

и

$$\cos 2\Psi = \cos Q \sin 2P. \quad (153)$$

§ 109. Заключительное замечание. Количественное рассмотрение «сильного» поглощения света, т. е. случая, когда $\omega < \lambda$, нельзя считать приятным делом. Вычисления довольно обширны, и все же в случае наклонного падения света к удобным для пользования формулам приводят лишь приближенные решения.

Хуже, однако, другое. Даже начинающий связывает с оптическими измерениями представление об особой точности; он знает о большом числе десятичных знаков в значениях коэффициентов преломления, длин волн и т. д. При сильном поглощении от этой точности ничего не остается. Воспроизводимость измеряемых значений n и k в пределах нескольких процентов должна считаться уже весьма удовлетворительной. Причина этого ясна: при сильном поглощении все процессы происходят в тонких слоях вблизи поверхности; их толщина примерно равна 10^{-4} мм. Эти слои, в противоположность внутренним слоям тела, не защищены от разнообразных внешних воздействий, их свойства непостоянны во времени и зависят от предыстории данного тела. Этого ни в коем случае нельзя упускать из виду.

Ни один механически обработанный поверхностный слой не имеет тех же свойств, что и вещество в объеме тела. Положим, например, стеклянную пластинку с тщательно отполированной поверхностью в жидкость с равным (для данной длины волны света) показателем преломления. Поверхность раздела все же заметна благодаря отражению, составляющему несколько десятых долей процента. Следовательно, показатель преломления поверхностного слоя стеклянной пластинки отличен от показателя преломления стекла в глубине пластинки; толщина слоя стекла, измененного обработкой, составляет по Рэлею (1937 г.) около $3 \cdot 10^{-5}$ см; повышение его показателя преломления может достигать 10%:

Это обстоятельство приводит к особенно заметным помехам в светофильтрах Христиансена. Последние состоят из слоя (толщиной не менее 1 см) тщательно очищенного стеклянного порошка, погруженного в смесь бензола с сероуглеродом. При подходящем составе смеси можно добиться пересечения дисперсионных кривых стекла и жидкости. Тогда стекло и окружающая его среда будут иметь в узкой области спектра практически одинаковый показатель преломления; для перехода стекло — жидкость $n=1$.

Свет с длиной волны, лежащей в этой спектральной области, должен беспрепятственно проходить насквозь, а свет любой другой длины волны — уходить в стороны вследствие рассеянного отражения. В действительности это получается лишь приближенно, так как зерна порошкообразного стекла в своих приповерхностных слоях не имеют единого показателя преломления.

Физические концепции всегда содержат упрощенные представления. Вносимые этими упрощениями погрешности по большей части несущественны, однако в некоторых случаях с ними надо серьезно считаться. Например, если мы описываем границу тела как математическую *поверхность* (как делалось на рис. 255), то это — упрощенное, модельное, представление. В действительности мы имеем дело с неоднородным переходным слоем конечной толщины. Если мы говорим, что поверхность *плоская*, то это тоже упрощение.

Свежая поверхность жидкости (воды) имеет с физической точки зрения самые малые физические неровности; однако над любой жидкостью имеется некоторое давление паров. Так, для воды при комнатной температуре давление ее паров примерно равно 18 мм рт. ст. Следовательно, на границе жидкость — пар осуществляется статистическое равновесие между вылетающими молекулами и молекулами, возвращающимися обратно в воду. В каждую секунду с поверхности в 1 см^2 этот переход из жидкости в пар и обратно совершают 10^{22} молекул. На 1 см^2 поверхности помещается, однако, лишь 10^{15} молекул. Следовательно, каждая отдельная молекула может находиться на поверхности жидкости в среднем только 10^{-7} сек. Затем она снова улетает со скоростью около 700 м/сек. Это бурное движение представляет наилучшее приближение, которого может добиться физик при реализации математического идеала плоской поверхности!

ГЛАВА XII РАССЕЯНИЕ

§ 110. Обзор содержания главы. В предыдущих главах *количественная* характеристика распространения излучения от излучателя к приемнику давалась с помощью *двух* величин: показателя преломления n и коэффициента экстинкции K . Для *качественного* описания привлекались явления рассеянного отражения и рассеяния. Оба эти явления играют в оптике важную роль. С их помощью мы приходим к понятию светового пучка и к его графическому изображению в виде начерченных мелом линий, называемых лучами света. Благодаря рассеянному отражению и рассеянию все несамосветящиеся тела становятся видимыми. Оба эти явления лежат в основе трактовки важных дифракционных и интерференционных явлений. Угловая неравномерность рассеяния позволяет сделать заключение о поляризации света. В этой главе дается систематическое описание рассеянного отражения и рассеяния, за которым следует количественная их интерпретация.

§ 111. Когерентное и некогерентное рассеяние. Рассеяние заключается в том, что маленькие частицы, вплоть до молекул и электронов, под воздействием света начинают испускать вторичное излучение. Здесь следует четко различать два случая: при *когерентном* рассеянии между приемом падающей энергии и излучением вторичных волн не происходят никакие процессы, изменяющие частоту или фазу. При *некогерентном* рассеянии, напротив, экстинкция возбуждающего света и излучение вторичных волн отделены друг от друга процессами, изменяющими фазу и частоту вторичных волн. Примерами некогерентного рассеяния служат комбинационное рассеяние, комптоновское рассеяние, люминесценция и другие родственные им явления. В §§ 112—124 мы будем заниматься исключительно когерентным рассеянием.

§ 112. Рэлеевское рассеяние. Случай когерентного рассеяния рассматривается на следующих рассеивающих объектах: *либо* в системе взвешенных частичек, расположенных в статистиче-

ском беспорядке (здесь предельным случаем являются отдельные молекулы в газах или парах малой плотности); либо в любом веществе, в котором в крохотных распределенных в статистическом беспорядке областях концентрация N_v (а следовательно, и показатель преломления n) иная, чем в соседних областях.

В опыте, показанном на рис. 214, рассеивающими частицами служили крохотные шарики мастики. Их концентрация в любой точке пространства все время беспорядочно изменялась вследствие броуновского движения.

Тепловое движение в газах и парах вызывает значительные локальные флуктуации плотности. Поэтому рассеяние особенно удобно наблюдать именно в парах, несмотря на их малую плотность (рис. 258). Жидкости обладают значительно меньшей сжимаемостью, нежели газы и пары. Следовательно, тепловое движение вызывает в жидкостях гораздо меньшие статистически распределенные флуктуации плотности, чем в газах или парах. Поэтому рассеяние света в жидкостях невелико. Для того чтобы наблюдать его в безупречных условиях, необходимо очистить жидкость от всех взвешенных частичек путем ее дистилляции в вакууме. Для демонстрационных опытов пригоден бензол или серный эфир. В обеих жидкостях хорошо виден «конус рассеяния» (красный свет).

В твердых телах статистические отклонения числа частиц в единице объема от среднего значения еще меньше, чем в жидкостях. В толстой плитке хорошего оптического стекла с полированными гранями конус рассеяния все еще хорошо заметен. Подобная же плитка из кристаллического кварца уже требует нагревания до нескольких сот градусов для того, чтобы рассеяние стало заметным. Вообще говоря, в твердых телах рассеяние обусловлено пространственно фиксированными отклонениями концентрации частиц от ее среднего значения. Такие отклонения можно создавать различными способами, например, встраиванием двухвалентных ионов Sr^{++} в кристаллическую решетку $NaCl$ (число ионов Sr^{++} /число ионов $Na^+ = 1 : 10^3$).

Простой количественный расчет рассеяния (или, по крайней мере, расчет с хорошим приближением) возможен при выполнении двух условий.

1. Размеры рассеивающих частиц очень малы по сравнению с длиной волны света.

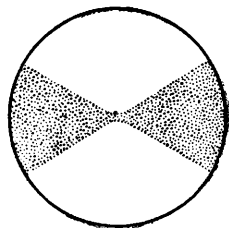


Рис. 258. Конус Тиндаля в парах эфира.

Наблюдение ведется на темном фоне.

2. Расстояния между рассеивающими частицами достаточно велики для того, чтобы исключить явления взаимодействия. Если оба эти условия выполнены, то говорят о *рэлеевском рассеянии*. Отличительные особенности рэлеевского рассеяния заключаются в следующем: 1. Рассеяние в направлении распространения света и в обратном направлении симметрично. Пример такого рассеяния показан на рис. 259, б.

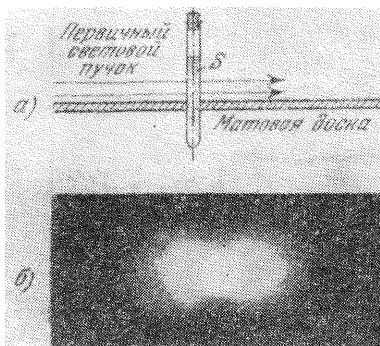


Рис. 259. Установка для наблюдения рассеяния света (приблизительно $1/6$ натуральной величины) (а) и картина рассеяния света на маленьких частицах (б).

Первичный световой пучок распространяется над окрашенной матовой краской доской, не касаясь ее. В стеклянной трубке S находится вода со взвешенными в ней частичками серы. Доска освещена рассеянным излучением. На фотографии видна более или менее сносная симметрия излучения, рассеянного маленькими взвешенными частичками. Первичный световой пучок (красный свет) был линейно поляризованным. Плоскость его колебаний была параллельна доске. (Фотографический позитив.)

кие частички серы, взвешенные в устройством, изображенным на рис. 259, а. В стеклянной трубке находится раствор Na_2SO_3 , к которому добавляется немного H_2SO_4 . При этом сера выпадает в виде твердых взвешенных частичек. В течение нескольких минут частички увеличиваются в размерах и рассеяние в направлении падающего пучка становится все более и более выраженным (рис. 260).

Рассеяние «вперед» переходит в дифракцию, когда размер частички, на которую падает свет, становится по порядку величины сравнимым с длиной волны света. Этот случай можно наглядно проиллюстрировать в модельном опыте с водяными вол-

та и в обратном направлении симметрично. Пример такого рассеяния показан на рис. 259, б. 3. Коэффициент экстинкции, обусловленной рассеянием, K пропорционален числу рассеивающих частиц в единице объема N_v (см. § 98). 3. В некоторых важных случаях величина K связана с длиной волны света простым соотношением (см. § 120).

§ 113. Рассеяние видимого света крупными слабо поглощающими частицами. Рассеивающие частицы часто оказываются не малыми по сравнению с длиной волны света; концентрация частиц также нередко оказывается высокой, что ведет к взаимодействию между ними. Тогда отличительные особенности рэлеевского рассеяния исчезают, например, исчезает симметрия рассеянного излучения относительно плоскости, перпендикулярной к направлению распространения света. Подавляющая часть света рассеивается «вперед». Для такого опыта подходят малень-

нами. Рассеивающее тело («частичка») состоит из отдельных атомов, маленьких стальных шариков диаметром около 3 мм, помещенных под поверхностью воды. Каждый из этих невидимых «подводных камней» становится под воздействием первичных волн центром, излучающим вторичные рассеянные волны. Последние интерферируют между собой, и таким образом для *покоящейся* частички возникает *дифракционная картина*. На рис. 261 приведены соответствующие моментальные фотографии, снятые на фоне первичной волны. Если частички не неподвижны, а например, вращаются как целое, то резкие преимущественные направления исчезают: наложение различных по форме и различно ориентированных дифракционных картин дает лишь размытую картину дифракции, происходящей преимущественно в направлении распространения первичных волн.

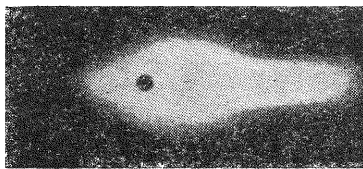


Рис. 260. Несимметрия излучения, рассеянного крупными взвешенными частицами.

Наблюдается преимущественно рассеяние «вперед», в направлении падения первичного пучка. Установка такая же, как на рис. 259, а; неполяризованный белый свет. Приблизительно 1/10 натуральной величины.

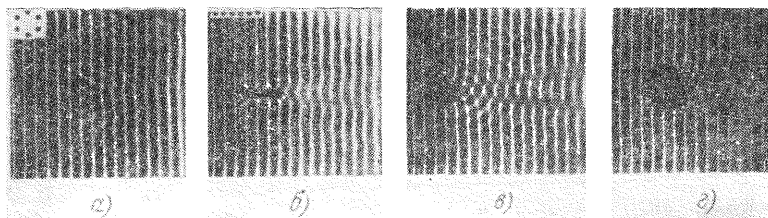


Рис. 261. Модельные опыты, иллюстрирующие переход рассеяния в дифракцию на слабо поглощающих частицах, диаметр которых в несколько раз больше длины волны

На рис. 261, а и б вверху слева показано расположение отдельных атомов (стальные шарики под водой); масштаб тот же, что и у основной картины. На рис. 261, в атомы образуют тело треугольной формы, на рис. 261, г — тело, ограниченное окружностью.

Можно считать, что расположение стальных шариков на рис. 261, а и б отвечает моделям кольцеобразных и палочкообразных молекул, сами шарики — атомам, а водяные волны — рентгеновскому свету. Пространственное распределение рассеянных и объединенных благодаря интерференции в дифракционную картину волн позволяет в этом случае делать заключения о строении молекулы.

§ 114. Рассеянное отражение от матовых поверхностей. Сообщенные выше основные факты, относящиеся к рассеянию, позволяют нам понять явление рассеянного отражения от матовых поверхностей. Матовые поверхности состоят из мелких, по большей части кристаллических зернышек (рис. 262) или волокон (бумага!) слабо поглощающих веществ. В рассеянном отражении следует различать три компоненты.

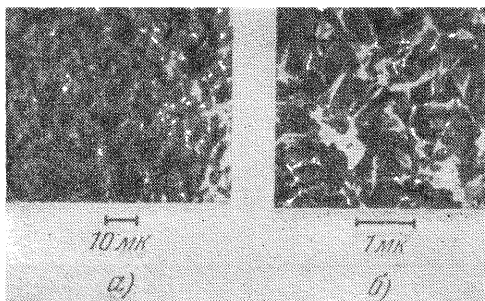


Рис. 262. Микрофотографии матовой пленки окиси цинка, полученной путем конденсации паров.

a — обычная микрофотография; *b* — электронная микрофотография.

Во-первых, отражение от бесчисленных крохотных беспорядочно ориентированных зеркалец — граней зернышек. Сила излучения, отраженного от беспорядочно ориентированных зеркалец, следует закону косинусов Ламберта (см. § 36) вплоть до умеренных углов падения. Лишь при больших углах падения направления, противоположные направлению на источник света, приобретают преимущественное значение: в этих направлениях распространяется излучение от зеркалец, на которые свет попал под очень большим углом падения (или малым углом скольжения). Согласно формулам Френеля (см. § 102), такое излучение должно быть гораздо сильнее излучения от зеркалец, на которые свет попал под малым углом падения.

Для демонстрации закона Ламберта при рассеянном отражении служит установка, изображенная на рис. 263 вверху. Первичное излучение P распространяется в виде параллельного пучка, который задевает скошенный выступ R на доске и тем самым выявляет свое направление и сечение. Затем излучение попадает на матовую плоскую поверхность куска мела S . Излучение, возникшее вследствие рас-

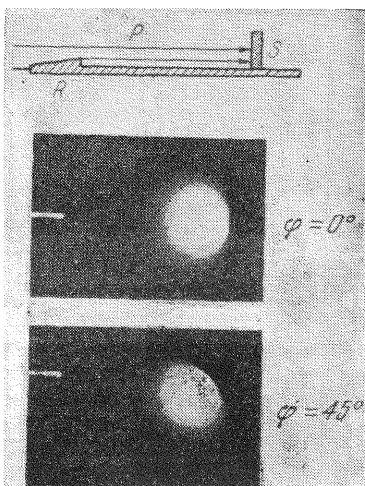


Рис. 263. К демонстрации закона Ламберта для света, рассеиваемого матовой поверхностью мела.

сеянного отражения, попадает на доску и, в свою очередь, претерпевает рассеянное отражение от доски. В конце концов, излучение попадает в глаз или фотокамеру, которые «смотрят» на доску под прямым углом. Мел дает почти «идеально диффузное» рассеянное отражение: излучение распределено симметрично относительно нормали к поверхности мела, даже если угол падения φ первичного пучка достигает 45° . Бумага и фарфор также создают весьма диффузное рассеянное отражение. Нанесение глазури при этом ничего не меняет. Последняя дает лишь добавочное отражение, сосредоточенное в плоскости падения.

Вторая компонента рассеянного отражения представляет собой истинное *рассеяние* — вторичное излучение крохотных кристаллических зернышек. В случае сравнительно больших частичек вторичное излучение сосредоточено главным образом в направлении падающего излучения, располагаясь в узком конусе, охватывающем это направление. Это рассеяние «вперед», вообще говоря, направлено внутрь порошкообразного слоя и вызывает во внутренних его участках многократное рассеяние. Последнее приводит к тому, что та часть излучения, которая вновь выходит наружу, снова следует закону косинусов Ламберта.

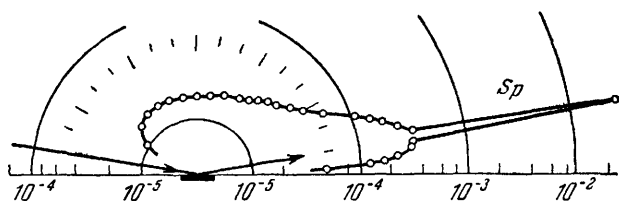


Рис. 264. Наложение рассеяния «вперед» от матовой поверхности окиси цинка на зеркальное отражение Sp .

$$\text{Длина радиуса вектора} = \frac{\text{Мощность рассеянного излучения}}{\text{Мощность падающего излучения}}.$$

Лишь при больших углах падения, т. е. при скользющем падении первичного пучка, рассеяние снова будет происходить преимущественно в направлении, противоположном направлению на источник света (рис. 264).

Третья компонента рассеянного отражения возникает вследствие того, что даже *матовые поверхности* работают при больших углах падения как *хорошие зеркала*. Это можно проиллюстрировать двумя примерами.

На рис. 265 приведены два изображения печатного текста. Нижнее получено прямым фотографированием, верхнее — после отражения скользящего пучка от матированной стеклянной пластинки (угол падения $\varphi = 89,5^\circ$).

На рис. 264 показаны результаты, полученные со слоем из окиси цинка (см. рис. 262). На этом рисунке приведено распределение вторичного

излучения при угле падения $\varphi = 80^\circ$. Видно наложение сильного рассеяния «вперед» на зеркальное отражение (Sp). Сила зеркального отраженного от матовой поверхности излучения превосходит примерно в 100 раз силу рассеянного излучения.

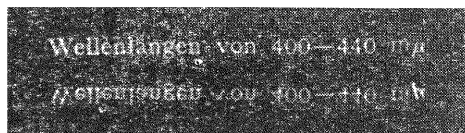


Рис. 265. Изображение печатного текста, полученное отражением от матовой стеклянной пластинки при скользящем падении света (угол падения $\varphi = 89,5^\circ$) (вверху) и непосредственное изображение (внизу).

Вместо печатного текста можно отобразить лезвием на экране какую-либо щель, используя при этом в качестве зеркала матовое стекло, на которое свет падает под скользящим углом. С возрастанием угла падения экран светлеет вследствие появления рассеяния «вперед». На этом светлом фоне возникает сначала слабое и красноватое, а затем все более яркое и нецветное зеркальное изображение щели.

рядки выпадают, и вся мощность излучения, дифрагировавшего на решетке, сосредотачивается в нулевом порядке.

§ 115. Основные предпосылки количественного подхода к рассеянию. Содержание § 114 позволяет нам теперь различать рассеянное отражение и истинное рассеяние, т. е. вторичное излучение маленьких частиц (вплоть до молекул или электронов). При рассеянии водяных волн (см., например, рис. 261) частицы могли считаться неподвижными. В общем случае, однако, следует допустить, что они способны колебаться, т. е. служить «резонаторами», вынужденными колебаться под действием падающих на них волн. Вынужденные колебания, в свою очередь, вызовут *излучение* вторичных волн. Механизм такого излучения должен быть разобран с количественной стороны. Однако теперь уже нельзя обходиться без определенных представлений о природе световых волн; речь может идти лишь об электрической картине. Свет — это короткие электрические волны; они излучаются колеблющимися диполями (антеннами). На рис. 266 показана общая схема электрического диполя: два заряда одинаковой величины q и противоположных знаков на расстоянии l . Известным примером служит конденсатор в форме гантели, т. е. два заряженных металлических шара на кон-

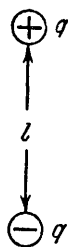


Рис. 266. Схема электрического диполя.

цах изолированного стержня («Электричество»). Произведение $q \cdot l = \mathfrak{W}$ называется «электрическим моментом» диполя и измеряется, например, в ампер-секундах X метр.

§ 116. Излучение колеблющихся диполей. Опыт Перселла.

О том, что электрические и световые волны имеют одинаковые свойства, уже говорилось в томе «Электричество». Здесь мы сделаем еще одно сопоставление, имеющее фундаментальное значение для рассеяния. Излучатели (или передатчики) коротких, линейно поляризованных электрических волн в настоящее время уже хорошо разработаны. В смысле простоты обращения с ними они едва ли уступают обычной лампе. Поэтому воспользуемся таким техническим передатчиком. На рис. 267 видна его существенная часть, а именно, короткий прут, называемый антенной. По нему течет высокочастотный переменный ток. Вспомогательное устройство, создающее этот ток (электронные лампы и т. п.), изображено рядом в ящике К. Создаваемое передатчиком электрическое поле лежит в плоскостях, параллельных прутку.

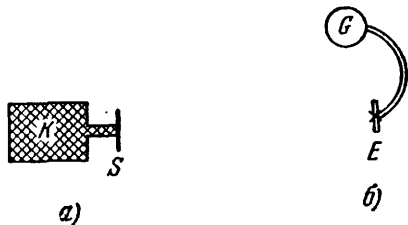


Рис. 267. Передатчик-диполь, излучающий незатухающие волны ($\lambda \approx 10$ см) (а) и ненастроенный приемник-диполь с детектором и гальванометром (б).

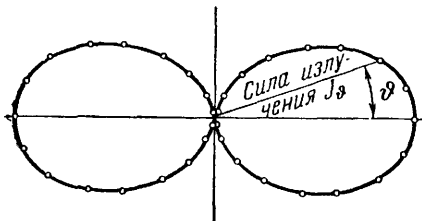


Рис. 268. Иллюстрация зависимости силы излучения J_ϕ , посылаемого излучателем (или поглощаемого приемником), от угла ϕ , образованного направлением распространения волн, а плоскостью, перпендикулярной к продольному направлению излучающего (или приемного) диполя.

При измерении приемник (или излучатель) расположен перпендикулярно к направлению распространения волн, а угол ϕ изменяется поворотом излучателя (или приемника). При $\phi=0$ излучатель и приемник в обоих случаях параллельны друг другу.

его существенная часть, а именно, короткий прут, называемый антенной. По нему течет высокочастотный переменный ток. Вспомогательное устройство, создающее этот ток (электронные лампы и т. п.), изображено рядом в ящике К. Создаваемое передатчиком электрическое поле лежит в плоскостях, параллельных прутку.

Приемником служит, как уже говорилось в «Электричестве», короткая антенна. В середине ее находится выпрямитель (детектор), создающий постоянный ток, который измеряется амперметром G. С помощью этого устройства мы будем измерять силу линейно поляризованного излучения в зависимости от угла ϕ . Результаты измерения приведены в виде графика на рис. 268.

Теперь опишем соответствующий оптический опыт. На рис. 214 мы получали с помощью рассеяния линейно поляризованный свет. Повторим теперь этот опыт в количественной

форме. На рис. 269 заштрихованный кружок P изображает поперечное сечение светового пучка в мутной среде. Плоскость колебания обозначена двусторонней стрелкой. Будем обводить измеритель M по большой пунктирной окружности вокруг пучка P , находящегося в ее центре. Измерим силу рассеянного излучения (она пропорциональна показанию измерительного прибора) как функцию угла ϑ .

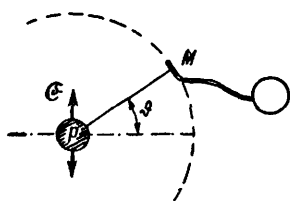


Рис. 269. К измерению излучения, рассеянного под разными углами.

В P первичный линейно поляризованный пучок света падает перпендикулярно к плоскости чертежа.

Эта одинаковость поведения световых и электрических волн приводит к следующим заключениям: в оптическом опыте падающий поляризованный свет превращает частички, взвешенные в жидкости, в крохотные передатчики, излучающие точно так же, как дипольные антенны. Свет способен возбудить взвешенные частички, поскольку он сам представляет собой электрические волны. Его электрическое поле может возбудить во взвешенных частичках переменные электрические моменты или, иначе говоря, — вынужденные электрические колебания.

Перселл описал недавно опыт, в котором в качестве дипольного излучения получается *видимый свет*. Этот опыт есть электрический аналог акустического опыта, с помощью которого Томас Юнг в 1801 г. объяснил действие дифракционной решетки (см. петит в конце § 75). Принцип. На рис. 271 электрон пролетает со скоростью u над гофрированным листком металла в непосредственной близости от него. Отрицательный заряд элек-

трического пучка P , находящегося в ее центре. Измерим силу рассеянного излучения (она пропорциональна показанию измерительного прибора) как функцию угла ϑ . Результаты измерения приведены на рис. 270 в виде сплошной кривой. Совпадение рис. 270 и 268 очевидно. В обоих случаях сила излучения J_ϑ в направлении ϑ с хорошей точностью удовлетворяет соотношению

$$J_\vartheta = \text{const} \cdot \cos^2 \vartheta, \quad (157)$$

которое изображено в виде пунктирной кривой на рис. 270.

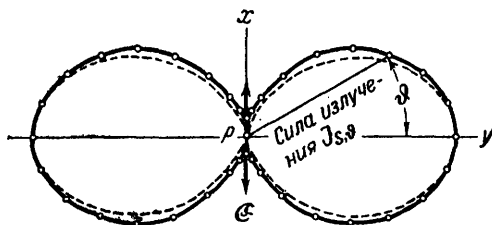


Рис. 270. К рэлеевскому рассеянию поляризованного света на шарообразных частицах из непроводящего вещества

Первичный пучок света падает в P перпендикулярно к плоскости чертежа; стрелка \mathcal{E} указывает плоскость его колебаний. Величина радиуса-вектора равна силе излучения (i' равна показанию α измерителя излучения M , изображенного на рис. 269). Полученная фигура обладает вращательной симметрией относительно двусторонней стрелки \mathcal{E} .

трона вместе с индуцированным положительным зарядом в металле образуют диполь. Расстояние между обоими зарядами, а следовательно, и дипольный момент, изменяются периодически с периодом $T=d/u$, которому отвечает частота $\nu=u/d$. В направлении ϑ вследствие явления Доплера (формула (73)) наблюдается свет с частотой $\nu'=\nu/(1-\frac{u}{c}\cos\vartheta)$ или длиной волны

$$\lambda' = d \left(\frac{c}{u} - \cos\vartheta \right).$$

Пример. «Гофрированным листком» служит оптическая дифракционная решетка с $d \approx 1,7$ мк. Непосредственно над ее поверхностью проходит перпендикулярно к штрихам решетки узкий пучок электронов $\varnothing \approx 0,15$ мм, $U=3 \times 10^5$ в, $I=5 \cdot 10^{-4}$ а; $u \approx c$. Траектория полета имеет вид разноцветных полос, окраска которых меняется в зависимости от ϑ .

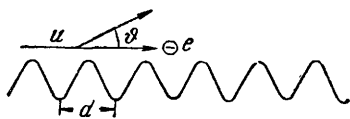


Рис. 271. К получению видимого дипольного излучения.

В молекулах заряды q удерживаются какими-то силами в положениях равновесия. Эти заряды ведут себя подобно шарикю на пружине.

Если их тем или иным способом возбуждать, они начинают совершать колебания около положения равновесия с собственной частотой ν_0 .

§ 117. Количественные характеристики дипольного излучения. Колеблющийся диполь есть прообраз электрического излучателя (Генрих Герц, 1887 г.). В простейшем случае его электрический момент изменяется по синусоидальному закону, т. е.

$$\mathfrak{M}_l = \mathfrak{M}_0 \sin \omega t. \quad (158)$$

Пусть амплитуда дипольного момента \mathfrak{M}_0 равна ql . Тогда на большом расстоянии r (т. е. при $r \gg \lambda$) сила излучения диполя в направлении ϑ равна

$$J_\vartheta = a \frac{\mathfrak{M}_0^2}{\lambda^4} \cos^2 \vartheta. \quad (159)$$

Здесь постоянная $a = \pi^2/e_0$; c — скорость света; ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость $= 8,86 \cdot 10^{-12}$ а · сек/в · м.

Уравнение (159) нетрудно вывести из качественных соображений; пусть диполь совершает вынужденные колебания с угловой частотой $\omega = 2\pi\nu$. Тогда излучаемое электрическое поле образуется вследствие индукционного процесса; следовательно, амплитуда поля $\mathfrak{E}_0 \sim dl/dt$. Далее, ток, протекающий в колеблющемся диполе, $I \sim d\mathfrak{M}/dt$. Благодаря этому двукратно дифференцированию получаем, что амплитуда \mathfrak{E}_0 излучаемого поля пропорциональна $\omega^2 \mathfrak{M}_0$, а следовательно, мощность пропорциональна $\omega^4 \mathfrak{M}_0^2 \sim \mathfrak{M}_0^2/\lambda^4$ (знак «минус» перед $\omega^2 \mathfrak{M}_0$ означает сдвиг фазы на 180° между излучаемым полем и дипольным моментом).

Усреднение по всей сферической поверхности (т. е. по θ и по ϕ) дает для полной мощности, излучаемой диполем с частотой ν , величину ¹⁾

$$\overline{W}_\nu = b \frac{\mathfrak{M}_0^2}{\lambda^4}. \quad (160)$$

Здесь константа $b = 4\pi^3/3\epsilon_0$.

§ 118. Создание диполей электрическими полями. В электрическом поле всякое тело становится электрическим диполем: проводник — в результате электрической индукции (см. «Электричество»), изолятор — вследствие «поляризации диэлектрика». Это может произойти двояким образом: во-первых, вследствие индуцирования диполя в отдельных молекулах (см. «Электричество»), во-вторых, благодаря параллельной ориентации «полярных» молекул, которые являются диполями и без поля, но из-за теплового движения ориентированы беспорядочно. Полярными называются молекулы с постоянным электрическим моментом, например H_2O и HCl («Электричество»). Такие полярные молекулы мы пока рассматривать не будем. О них будет идти речь в § 141.

При рассеянии на частицах, рассеивающих падающий свет (первичное излучение), последний возбуждает вынужденные колебания. Для того чтобы вычислять дипольный момент частиц, необходимо научиться количественному расчету вынужденных колебаний. В следующем параграфе приводятся соответствующие расчеты, которые нам понадобятся в этой главе и в гл. XIII.

§ 119. Количественная трактовка вынужденных колебаний. Рис. 272 кратко напоминает важнейшие факты. Как амплитуда l вынужденного колебания, так и сдвиг его фазы δ относительно возбуждающего излучения зависят от отношения

$$\frac{\nu}{\nu_0} = \frac{\text{Частота возбуждающего устройства}}{\text{Собственная частота резонатора}}.$$

Это отношение является определяющим для всей картины вынужденных колебаний. Кроме того, надо учитывать затухание резонатора. Поэтому на рис. 272 приведено по два примера, один — для резонатора с малым затуханием, другой — для резонатора с сильным затуханием. Последний ($\Lambda = 1$) после возбуждения толчком совершает лишь несколько колебаний, изображенных на рис. 273.

Элонгация x затухающего колебания выражается уравнением

$$x = Ae^{-\Lambda \frac{t}{T'}} \cos \omega' t, \quad (165)$$

¹⁾ См. приложение в конце книги.

или

$$x = Ae^{-\Lambda \frac{t}{T'}} e^{i\omega_0' t}. \quad (166)$$

Здесь $\omega_0' = 2\pi\nu_0'$ — собственная угловая частота затухающей системы, A — начальная амплитуда. Величина ω_0' заметно отличается от угловой частоты ω_0 незатухающей системы лишь при сильном затухании (т. е. при $\Lambda > 1$). Строго говоря,

$$\nu_0' = \nu_0 / \sqrt{1 + \frac{1}{4} \left(\frac{\Lambda}{\pi}\right)^2}. \quad (167)$$

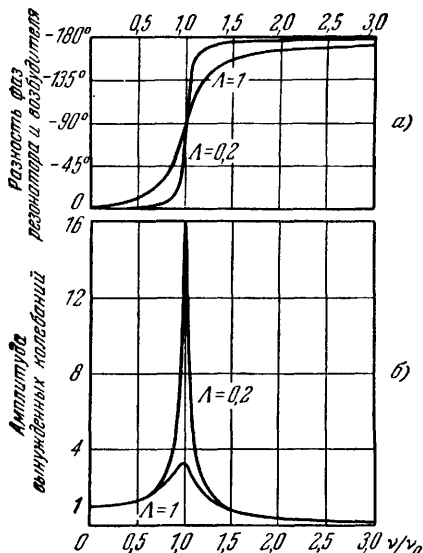


Рис. 272 Зависимость фаз (а) и амплитуд (б) вынужденных колебаний от частоты возбудителя.

На рис 272, б ординаты соответствуют элонгациям в таком масштабе, в котором элонгация при нулевой частоте равна единице

а) Амплитуды двух соседних колебаний, отделенных друг от друга промежутком времени T' , отличаются множителем $e^{-\Lambda}$. Показатель степени Λ называется *логарифмическим декрементом*. Величина, обратная логарифмическому декременту,

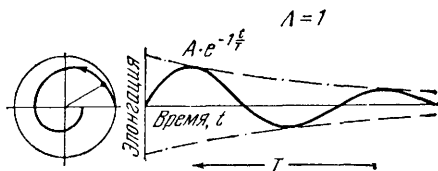


Рис. 273 Два способа графического представления затухающего синусоидального колебания.

По оси ординат отложено отношение $\frac{\nu}{\nu_0} = \frac{\text{Частота возбудителя}}{\text{Собственная частота резонатора}}$

выражает число колебаний, по совершении которых (после первоначального возбуждения толчком) *амплитуда* уменьшится в e раз, т. е. до 37% от своего начального значения (ср. рис. 273). Отношение Λ/T часто называют *показателем затухания*.

Пусть теперь затухающая колебательная система, характеризуемая приведенными выше величинами, совершает вынужденные колебания под действием периодической силы

$$\left. \begin{aligned} \mathfrak{R}_1 &= \mathfrak{R}_0 \cos \omega t, \\ \text{или} \quad \mathfrak{R}_1 &= \mathfrak{R}_0 e^{i\omega t}. \end{aligned} \right\} \quad (168)$$

Тогда для амплитуды l вынужденных колебаний (см. рис. 272, б) получим ¹⁾

$$l = \frac{1}{4\pi^2} \frac{\mathfrak{R}_0}{m \sqrt{(v_0^2 - v^2)^2 + \left(\frac{\Lambda}{\pi}\right)^2 v_0^2 v^2}}, \quad (169)$$

а для разности фаз δ (рис. 272, а) найдем

$$\operatorname{tg} \delta = -\frac{\Lambda}{\pi} \frac{v_0 v}{v_0^2 - v^2}. \quad (170)$$

Для $v=0$ из уравнения (169) следует

$$l_{v=0} = \frac{l}{4\pi^2} \frac{\mathfrak{R}_0}{m} \frac{1}{v_0^2}. \quad (171)$$

Это элонгация, вызываемая постоянной силой. На рис. 272, б она принята равной единице.

Среднее значение кинетической энергии, приобретенной резонатором, равно

$$\begin{aligned} \bar{W}_{\text{кин}} &= \frac{1}{4} m (\omega l)^2 = \\ &= \left(\frac{1}{4\pi}\right)^2 \frac{\mathfrak{R}_0^2}{m} \frac{v^2}{(v_0^2 - v^2)^2 + \left(\frac{\Lambda}{\pi}\right)^2 v_0^2 v^2}. \end{aligned} \quad (172)$$

Зависимость его от v/v_0 наглядно показана на рис. 274. На нем максимальное значение $(W_{\text{кин}})_{\text{макс}}$ (ср. в дальнейшем с уравнением (175)!) принято равным единице. Это значение

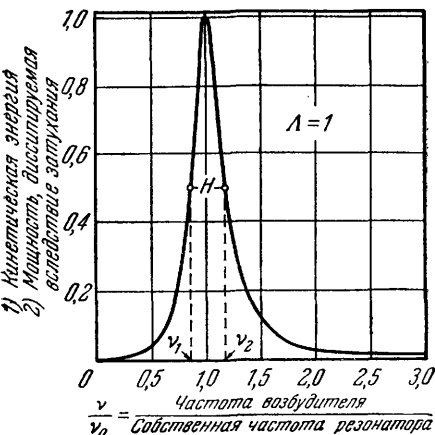


Рис. 274. Энергетическая резонансная кривая для сильно затухающего резонатора.

По ординате отложена (если отвлечься от коэффициента пропорциональности) либо кинетическая энергия, содержащаяся в резонаторе, либо мощность излучения, диссипируемая вследствие затухания. В обоих случаях для определения логарифмического декремента Λ (см. уравнения (173) и (174)) используют полуширину линий $H = (v_2 - v_1)$. Кроме того, во втором случае полуширина служит характеристикой оптических полос поглощения (см. § 139).

получается при $v=v_0$. В случае «резонанса энергии» частота возбудителя совпадает с частотой *незатухающей* системы ²⁾.

¹⁾ При выводе мы пренебрегаем совершенно несущественным различием между $\Lambda v_0'$ и Λv_0 . Поэтому уменьшенная вследствие затухания собственная частота v_0' (уравнение (167)) вообще не входит в формулы, описывающие *вынужденные* колебания.

²⁾ Амплитуда вынужденного колебания не достигает максимального значения ни при v_0' — собственной частоте затухающей системы, ни при v_0 — собственной частоте системы, колеблющейся без затухания. «Резонанс амплитуд» наступает при частоте

$$v = v_0 \sqrt{1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\Lambda}{\pi}\right)^2}.$$

Показанная на рис. 274 разность частот $\nu_2 - \nu_1$ называется *полушириной* H . При частотах ν_2 и ν_1 энергия резонатора равна $\frac{1}{2} W_{\text{макс}}$. Из соотношения $H = (\nu_2 - \nu_1)$ можно вычислить логарифмический декремент амплитуды по формуле

$$\Lambda = \frac{2\pi \cdot H}{\sqrt{4\nu_0^2 - H^2}}. \quad (173)$$

В большинстве случаев величиной H^2 можно пренебречь по сравнению с $4\nu_0^2$. Тогда получается удобная и часто употребляемая формула для определения логарифмического декремента, а именно:

$$\Lambda = \frac{\pi \cdot H}{\nu_0}. \quad (174)$$

Пользуясь этим приближением, очень хорошим для $\Lambda \ll 1$, можно значительно упростить уравнения (169) и (172). Так, например, из уравнения (172) получают для максимального значения приобретенной резонатором кинетической энергии (на рис. 274 оно положено равным 1!) соотношение

$$(\bar{W}_{\text{кин}})_{\text{макс}} = \left(\frac{1}{4\pi}\right)^2 \frac{\mathfrak{R}_0^2}{m} \cdot \frac{1}{H^2}. \quad (175)$$

В оптике важно знать мощность, *диссипируемую* вследствие затухания. Эта диссипируемая мощность \bar{W}_ν пропорциональна среднему значению приобретенной кинетической энергии $\bar{W}_{\text{кин}}$ (см. уравнение (172)). Таким образом,

$$\bar{W}_\nu = 4\Lambda\nu_0 \bar{W}_{\text{кин}} \quad (176)$$

или для $\Lambda \ll 1$

$$\bar{W}_\nu = 4\pi H \bar{W}_{\text{кин}}. \quad (177)$$

В соответствии с этим, из уравнений (177) и (175) максимальное значение диссипируемой мощности записывается в виде

$$(\bar{W}_\nu)_{\text{макс}} = \frac{1}{4\pi} \frac{\mathfrak{R}_0^2}{m} \frac{1}{H}. \quad (178)$$

§ 120. Зависимость рэлеевского рассеяния от длины волны. Теперь мы располагаем всем, что необходимо для количественного расчета рассеяния. Вернемся к § 112 и продолжим рассмотрение рэлеевского рассеяния. Рассеяние вызывает экстинкцию первичного светового пучка. Измерение экстинкции (см. § 96) показывает, что коэффициент экстинкции K , связанной только с рассеянием, пропорционален числу рассеивающих частичек в единице объема N_ν . Поэтому для данной длины волны отноше-

ние K/N_v , называемое сечением рассеяния, или эффективным сечением частички, постоянно. Это означает, что *рассеивающие частички никак не взаимодействуют друг с другом* (§ 98).

Сначала следует выяснить, как зависит от длины волны λ коэффициент экстинкции K , связанной только с рассеянием. Пусть световой пучок параллелен. Тогда в элементе объема длиной Δx и сечением F , выделенном из пучка, находится $N_v F \Delta x$ частичек. При таком числе частиц коэффициент экстинкции равен

$$K = \frac{\Delta \bar{W}}{\bar{W}_p} \frac{1}{\Delta x}$$

(см. уравнение (79)). Здесь $\Delta \bar{W}$ означает мощность вторичного излучения, а

$$\bar{W}_p = \frac{\epsilon_0}{2} \mathfrak{E}_0^2 \cdot c \cdot F \quad (179)$$

(ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость, \mathfrak{E}_0 — амплитуда напряженности поля, c — скорость света) — мощность первичного излучения, пронизывающего F). Величина $\Delta \bar{W}$ аддитивно складывается из мощностей излучения \bar{W}_s всех рассеивающих частичек. Каждая отдельная частичка рассеивает мощность

$$\bar{W}_s = \frac{4}{3} \frac{c \pi^3}{\epsilon_0} \frac{\mathfrak{B}_0^2}{\lambda^4}, \quad (160)$$

а все содержащиеся в объеме $F \cdot \Delta x$ частички рассеивают мощность, обозначенную выше через $\Delta \bar{W}$. Таким образом,

$$\Delta \bar{W} = N_v F \Delta x \frac{4}{3} \frac{c \pi^3}{\epsilon_0} \frac{\mathfrak{B}_0^2}{\lambda^4}. \quad (180)$$

Здесь $\mathfrak{B}_0 = ql$ — дипольный момент одной частички, индуцированный первичным излучением с напряженностью поля \mathfrak{E}_0 .

Сопоставляя формулы (179) и (180) с определяющим уравнением (79), получаем коэффициент экстинкции, зависящий только от рассеяния, в виде

$$K = N_v \frac{8\pi^3}{3\epsilon_0^2} \left(\frac{\mathfrak{B}_0}{\mathfrak{E}_0} \right)^2 \frac{1}{\lambda^4}. \quad (181)$$

Связь между $\mathfrak{B}_0 = ql$ и напряженностью поля \mathfrak{E}_0 устанавливается из формулы (169) предыдущего параграфа, в которую надо подставить силу, равную $\mathfrak{R}_0 = q\mathfrak{E}_0$. Молекулы малы по

¹⁾ Сумма средней электрической и магнитной мощности рассчитана с помощью формул, содержащихся в «Электричестве».

сравнению с длиной волны света. Поэтому рассматривая их как антенны, мы увидим, что они обладают весьма высокой собственной частотой ν_0 , по сравнению с которой можно пренебречь частотой ν первичного излучения. Таким образом, этот случай вынужденных колебаний отвечает на рис. 272 жирной цифре 1 в левом нижнем углу. Здесь амплитуда не зависит от ν , так же как и поляризуемость $\alpha = \frac{q}{\epsilon_0} = \frac{\mathfrak{B}_0}{\epsilon_0}$. Следовательно, в уравнении (181) перед множителем $1/\lambda^4$ стоят только постоянные величины, и мы получаем

$$K = \text{const}/\lambda^4. \quad (181a)$$

Формулируя это положение словами, можем сказать: коэффициент экстинкции, зависящей от рэлеевского рассеяния, пропорционален (так же как и излучаемая диполем мощность) величине $1/\lambda^4$.

Важное соотношение (181a) выполняется на опыте лишь в предельном случае. Хорошим примером служит рассеяние в кристалле NaCl, содержащем небольшую примесь SrCl₂ (число ионов Sr⁺⁺/число ионов Na⁺ = 1 : 10³). Примесь создает в кристалле локальные нарушения решетки. Он выглядит в падающем свете голубоватым, в проходящем свете — красновато-желтым. На рис. 275 приведены результаты измерений K — коэффициента экстинкции, зависящей от рассеяния, в интервале длин волн от $\lambda = 0,2$ до $\lambda = 1$ мк. Для ординаты выбран логарифмический масштаб. Экспериментальные точки лежат на сплошной прямой, описываемой соотношением $K = \text{const}/\lambda^3$,⁸. Пунктирная прямая отвечала бы $K = \text{const}/\lambda^4$. Таким образом, формула (181) выполняется с хорошим приближением, но не совершенно строго¹⁾. Во всяком случае этого приближения достаточно, чтобы

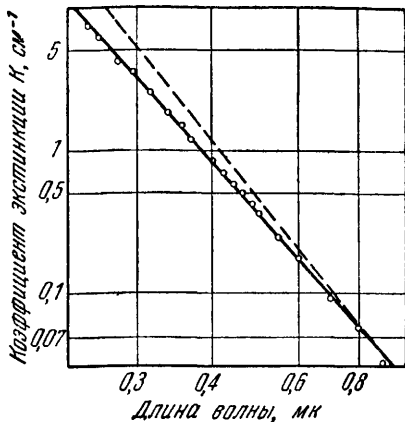


Рис. 275. К зависимости коэффициента экстинкции, связанной с рэлеевским рассеянием, от длины волны.

Кристалл NaCl, содержащий примесь SrCl₂ (1 : 10³).

¹⁾ Поляризуемость рассеивающей частички, т. е. величина $\mathfrak{B}_0/\epsilon_0$ в (181), никогда не бывает совершенно постоянной. Для того чтобы ее вычислить (см. (182)), надо знать ϵ — диэлектрическую проницаемость вещества частички. Строго говоря, вместо ϵ надо брать n^2 (см. ниже § 133). Однако это, вообще говоря, не играет роли, поскольку n слабо зависит от λ . Все сказанное справедливо также для случая, когда рассеивающие частички погружены в жидкую или твердую среду.

из двух величин N_v и $\mathfrak{R}_0/\mathfrak{S}_0$ (т. е. по данным о числе частичек в единице объема и их поляризуемости) определить одну, когда известна другая.

Качественные примеры преимущественного рассеяния коротких волн подобрать нетрудно. Вода с небольшой добавкой молока выглядит голубоватой. Нежная кожа на темном фоне поверхностных вен выглядит голубоватой (например, на запястье).

К сожалению, условия, обуславливающие рэлеевское рассеяние на частичках, взвешенных в газах или жидкостях, или на локальных дефектах в кристаллах, выполняются лишь в редких случаях. Поэтому обычно наблюдаются значительные отступления от соотношения $K = \text{const}/\lambda^4$. В качестве примера приведем упомянутые в подписи к рис. 259 взвешенные частички серы. Для них измеренный на опыте коэффициент экстинкции K , связанной с рассеянием, практически не зависит от длины волны в диапазоне 0,4—1,0 мк; другими словами, $K = \text{const}/\lambda^0$.

§ 121. Рэлеевское рассеяние на молекулах и измерение удельного числа молекул N^1 . В полностью обеспыленном, лишенном взвешенных частиц газе рэлеевское рассеяние может рассматриваться как вторичное излучение независимых друг от друга молекул. Наиболее замечательным примером служит рассеяние в нашей атмосфере. Она рассеивает преимущественно короткие волны видимого спектра. Поэтому чистое небо выглядит темно-голубым. Днем, даже стоя в тени, мы не видим звезд. Нас ослепляет вторичное излучение воздушной оболочки Земли. Чем длиннее путь света через воздух, тем большими становятся потери из-за экстинкции, связанной с рассеянием. Вследствие этого солнечный диск на горизонте обладает вполне терпимой для глаза яркостью, и его окраска варьирует от желто-красной до красной.

Концентрации молекул в газе N_v малы, и поэтому коэффициенты экстинкции, связанной с рассеянием, в газах так же малы. Для их измерения необходимо пользоваться очень большими длинами d .

Так, например, для длины волны $\lambda = 0,375 \text{ мк} = 3,75 \cdot 10^{-7} \text{ м}$ в воздухе, лишенном пыли, при нормальных условиях коэффициент экстинкции, связанной с рассеянием, $K = 5,6 \cdot 10^{-5} \text{ м}^{-1}$. Это значит, что в обеспыленном воздухе свет указанной длины волны ослабляется в e раз, т. е. до 37%, лишь на пути $d = 18 \text{ км}$.

Количественно снова оказывается справедливым уравнение (181). Обозначим дипольный момент отдельной молекулы (так же как и в «Электричестве») через w_0 . Тогда $w_0 = ql$. Поляри-

¹⁾ В русской литературе эту величину принято называть числом Авогадро. (Прим. ред.)

зуюмость молекулы равна $m_0/\epsilon_0 = \alpha$. Тогда уравнение (181) примет вид

$$K = N_v \frac{8\pi^3}{3\epsilon_0^2} \alpha^2 \frac{1}{\lambda^4}. \quad (181б)$$

В этом уравнении $N_v = N \cdot \rho$ — число молекул в единице объема («Механика», § 21).

В предельном случае $v \ll v_0$ поляризуемость α не зависит от частоты (§ 120) и имеет то же значение, что и в статическом поле. Статическая поляризуемость α отдельной молекулы уже хорошо знакома нам из «Электричества». Мы определяли ее там из диэлектрической проницаемости вещества. В общем случае ¹⁾

$$\alpha = \frac{\mathfrak{B}}{\mathfrak{E}} = \frac{3\epsilon_0}{N_v} \frac{(\epsilon - 1)}{(\epsilon + 2)}, \quad (182)$$

а для газов при $\epsilon \approx 1$

$$\alpha = \frac{\epsilon_0}{N_v} (\epsilon - 1). \quad (182а)$$

Объединив уравнения (181б) и (182а) и подставив $N_v = N\rho$, получим для удельного числа молекул воздуха

$$N = \frac{8\pi^3}{3K\rho} \frac{(\epsilon - 1)^2}{\lambda^4}. \quad (183)$$

Наблюдения, сделанные на пике Teneriffa в интервале длин волн 0,32—0,48 $\mu\text{к}$, дают для произведения $K\lambda^4$ более или менее постоянное значение $1,13 \cdot 10^{-30} \text{ м}^3$, приведенное к 0°С и 760 торр . Диэлектрическая проницаемость воздуха $\epsilon = 1,00063$, а плотность воздуха при нормальных условиях $\rho = 1,29 \text{ кг/м}^3$. Подстановка этих значений дает

$$N = \frac{2,28 \cdot 10^{25}}{\text{Килограмм}} = \frac{6,6 \cdot 10^{26}}{\text{Киломоль}}$$

(средний молекулярный вес воздуха (M) = 29). Эта измеренная оптическим способом из коэффициента рассеяния величина лишь на 10% превышает значения, полученные с помощью наиболее точных методов (см. «Электричество»).

Согласно § 112, рэлеевское рассеяние должно возрастать с увеличением сжимаемости вещества и с ростом его температуры. Обе эти величины можно после некоторых преобразований ввести в уравнение (183). Подставим

¹⁾ Молекулу можно рассматривать как маленький проводящий шарик с объемом v' . На этот шарик в теле приходится объем $v = 1/N_v$. Тогда «пространственное заполнение» $v'/v = (\epsilon - 1)/(\epsilon + 2)$ и объем молекулы $v' = \alpha/3\epsilon_0$.

в него $\rho = p/RT_{абс}$ и воспользуемся понятием изотермической сжимаемости $\chi = \frac{dV}{d\rho} \cdot \frac{1}{V}$. Для идеального газа $\chi = \frac{V}{p} \frac{1}{V} = \frac{1}{p}$. Тогда из (183) получим

$$K = \frac{8\pi^3}{3} \frac{(\epsilon - 1)^2}{\lambda^4} \chi k T_{абс},$$

где $k = R/N$ — постоянная Больцмана.

В идеальных газах произведение $\chi T_{абс} = \frac{T_{абс}}{p}$ не зависит от $T_{абс}$ и, следовательно, локальные флуктуации плотности также не зависят от температуры («Механика»). В реальных газах произведение $\chi T_{абс}$ становится вблизи критической точки чрезвычайно большим, вследствие чего рассеяние света, связанное с локальными флуктуациями плотности, существенно возрастает («Механика»).

§ 122. Экстинкция рентгеновского света и его рассеяние.

Экстинкция рентгеновского света, связанная с его рассеянием, зависит, вообще говоря, сложным образом от длины волны и атомного веса просвечиваемого тела. Однако и для рентгеновского света найден частный случай рассеяния, отличающийся

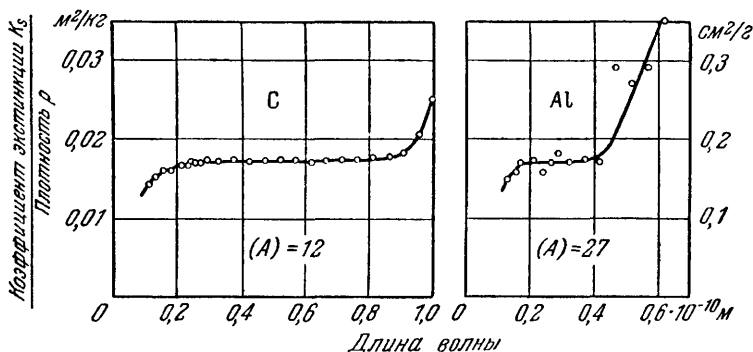


Рис. 276. Зависимость рассеяния рентгеновского света легкими атомами от длины волны.

По оси ординат отложен удельный коэффициент экстинкции K_S/ρ . Здесь K_S означает коэффициент экстинкции, связанный только с рассеянием, а ρ — плотность. (Вместо K_S в специальной литературе, посвященной рентгеновским лучам, часто пользуются обозначением σ ; величина σ/ρ берется равной $0,2 \text{ см}^2/\text{г}$.) Кривые построены по измерениям Хьюлетта, при которых доля экстинкции, создаваемой поглощением, K_A исключается путем расчета.

чрезвычайной простотой; он иллюстрируется рис. 276. Для веществ с малым атомным весом существует область длин волн, в которой удельный коэффициент экстинкции, связанной с рассеянием, K_S/ρ (см. § 98) не зависит от атомного веса (A) и от химического объединения атомов и имеет практически

постоянную величину, равную

$$\frac{K_S}{\rho} = 0,02 \text{ м}^2/\text{кг}. \quad (187)$$

Изучение рассеяния в этом особом спектральном диапазоне помогло сделать два важных физических открытия. Во-первых, оно позволило установить, что число электронов в атоме вещества с малым атомным весом (A) практически равно $(A)/2$ (см. § 123). Во-вторых, оно дало возможность получать и изучать линейно поляризованный рентгеновский свет (см. § 124).

§ 123. Число рассеивающих электронов Z в атомах с атомным весом (A). Рассеяние коротковолнового рентгеновского света не изменяется при химическом соединении атомов в молекулы. Поэтому частицами, рассеивающими рентгеновский свет, служат лишь электроны внутренних частей атомов. Пусть на один атом приходится Z таких электронов; тогда число их в единице объема равно

$$N_v = Z \cdot N_\rho. \quad (188)$$

Здесь N — число Авогадро $= 6,02 \cdot 10^{26}/(A)$ кг, (A) — атомный вес, ρ — плотность рассеивающего вещества.

Электроны, будучи тем или иным образом связаны с положительно заряженным ядром атома, могут совершать колебания. Переменное электрическое поле падающего света возбуждает вынужденные колебания электронов около их положений равновесия. Положительный заряд, связанный с большой массой ядра атома, остается при этом в покое. Диаметр электронов мал по сравнению с длиной волны, а их распределение беспорядочно изменяется. Все, что было до сих пор сказано, отвечает условиям рэлеевского рассеяния, и мы можем для описания коэффициента экстинкции, связанной с рассеянием, снова воспользоваться уравнением

$$K = N_v \frac{8\pi^3}{3\epsilon_0^2} \alpha^2 \frac{1}{\lambda^4}. \quad (181б)$$

Теперь, однако, мы должны учесть важное различие: у элементов с малым атомным весом (A) собственная частота ν_0 связанных электронов мала по сравнению с частотой ν рентгеновского света. Поэтому поляризуемость α уже не постоянна и α^2 растет пропорционально λ^4 . Стало быть, K в уравнении (181б) не зависит от λ .

Обоснование. Подставим в уравнение (169) выражение $\mathfrak{E}_0 = e\mathcal{E}_0$ (где e — заряд электрона), но пренебрежем на этот

раз величиной v_0 как малой сравнительно с v . Мы получим тогда для амплитуды колеблющегося электрона

$$l = \frac{1}{4\pi^2} \frac{e}{mv^2} \mathfrak{E}_0$$

или, после умножения на заряд e ,

$$\frac{w_0}{\mathfrak{E}_0} = \frac{1}{4\pi^2} \frac{e^2}{mv^2} = \frac{e^2}{m} \frac{\lambda^2}{4\pi^2 c^2} = \alpha. \quad (189)$$

Полученное значение α подставим в уравнение (181б). При этом λ сокращается и остается

$$K = N_v \frac{e^2}{6\pi\epsilon_0^2 m^2 c^4}. \quad (190)$$

Здесь K — коэффициент экстинкции, обусловленной рассеянием, измеряемый, например, в m^{-1} , N_v — число электронов в единице объема. Заряд электрона $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ а} \cdot \text{сек}$; масса электрона $m = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$; $\epsilon_0 = 8,86 \cdot 10^{-12} \text{ а} \cdot \text{сек}/\text{в} \cdot \text{м}$; $c = 3 \cdot 10^8 \text{ м/сек}$.

Повторим то же словами: в определенной спектральной области рентгеновского света коэффициент экстинкции K , обусловленной рассеянием этого света, не зависит от длины волны; λ не входит в уравнение (190), которое содержит, если не считать числа электронов в единице объема N_v , только постоянные. Подстановка их значений дает для сечения рассеяния одного электрона величину

$$\frac{K}{N_v} = 6,6 \cdot 10^{-29} \text{ м}^2, \quad (190a)$$

или, принимая во внимание (188),

$$\frac{K}{\rho} = 6,6 \cdot 10^{-29} \text{ м}^2 \cdot Z 6,02 \cdot 10^{26} / (A) \text{ кг},$$

т. е.

$$\frac{K}{\rho} = 0,04 \text{ м}^2 Z / (A) \text{ кг}. \quad (193)$$

Опытное значение этой величины, как указывалось в § 122, равно

$$\frac{K}{\rho} = 0,02 \text{ м}^2/\text{кг}. \quad (187)$$

Сравнивая (193) и (187), получим $Z = 0,5 (A)$. В словесной формулировке это значит: *во внутренней части атома с малым атомным весом (A) число имеющихся в наличии электронов Z равно половине атомного веса*. Установлением этого фундаментального для понимания строения атома факта мы обязаны Дж. Дж. Томсону (1906 г.).

§ 124. Рассеяние как способ получения поляризованного рентгеновского света и доказательства того, что он поляризован. В видимой и примыкающих к ней областях спектра рэлеевское рассеяние можно использовать не только для того, чтобы получить поляризованный свет (§ 85), но и для доказательства того, что он поляризован.

На рис. 277 заштрихованный кружок изображает поперечное сечение неполяризованного параллельного пучка света в мутной среде. Направление колебаний в пучке беспорядочно изменяется, оставаясь в плоскости чертежа. Это показано на рисунке рядом маленьких двусторонних стрелок. Диполи колеблются в направлении этих стрелок и излучают вторичные волны в направлении, перпендикулярном к своей продольной оси. Поэтому весь свет, проходящий в плоскости чертежа, линейно поляризован, что можно доказать с помощью любого анализатора (см. рис. 277).

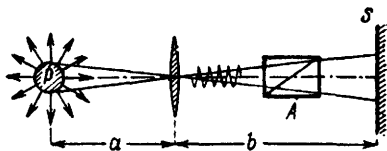


Рис. 277. Получение линейно поляризованного света при помощи рэлеевского рассеяния естественного света.

Пучок естественного света падает в P нормально к плоскости чертежа. Анализатор A в положении, показанном на рисунке, пропускает линейно поляризованный рассеянный свет. $a \approx 0,3$ м, $b \approx 1,5$ м.

Все лучи, используемые для наблюдения (например, на рис. 277 все лучи, достигающие линзы), должны быть практически перпендикулярны к первичному световому пучку. В противном случае получается смесь линейно поляризованного и неполяризованного света.

Поляризация света в результате рассеяния приобретает фундаментальное значение только в области рентгеновского света. Все остальные средства — поляризационные призмы, поляроиды и зеркальные поляризаторы, хорошо оправдывающие свое назначение в ультрафиолетовой, видимой и инфракрасной частях спектра, — здесь отказываются служить. *Рентгеновский свет можно поляризовать только с помощью рассеяния.* Это справедливо во всяком случае для того выделенного спектрального диапазона, о котором мы говорили в § 122. Таким образом, вещества, с помощью которых желают получить линейно поляризованный рентгеновский свет (и доказать, что он поляризован), должны содержать лишь атомы с небольшим атомным весом (A)¹⁾.

Рис. 278 иллюстрирует метод, пригодный как для видимого, так и для рентгеновского света.

¹⁾ В противном случае возникнут помехи вследствие появления рентгеновской флуоресценции (см. § 184).

Поляризация рентгеновского света была открыта в 1905 г., т. е. через 10 лет после того, как Рентген сделал свое открытие. Это был первый новый факт, установленный не им самим и не содержащийся в его оригинальных работах.

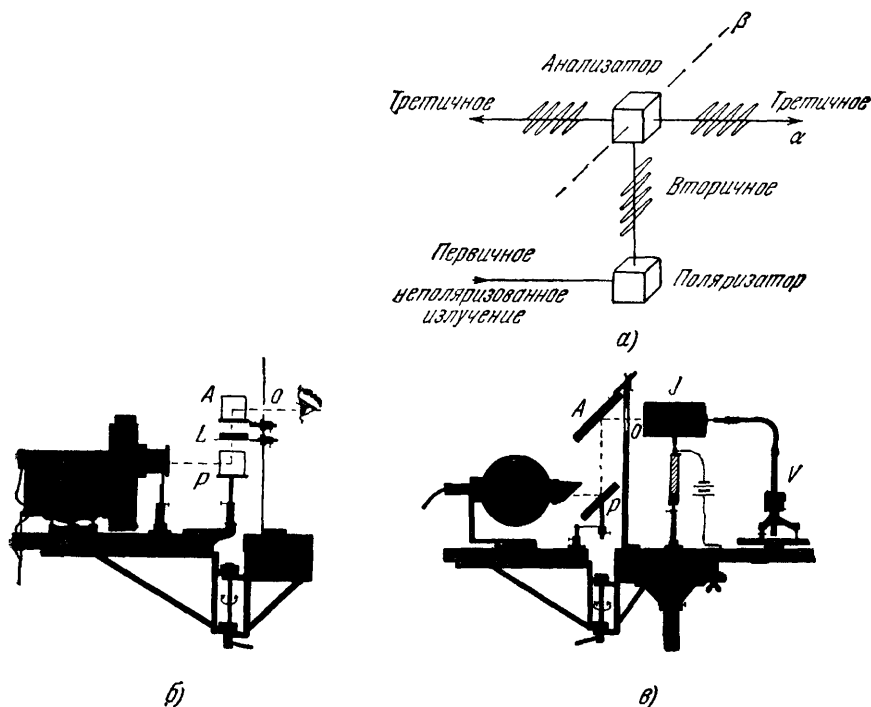


Рис. 278. Получение линейно поляризованного света в результате рассеяния и его наблюдения.

а — схема опыта; в направлении β третичное излучение отсутствует; б — демонстрационный опыт с видимым светом; в — то же с рентгеновским светом. Анализатор A неподвижен, поляризатор P и лампа могут поворачиваться вместе на одном рычаге вокруг вертикальной оси. Поляризатором и анализатором для видимого света служит мутная вода (ср. подпись к рис. 214), для рентгеновского света — слабо поглощающее тело с малым атомным весом, например парафин. Плоская форма A и P служит лишь для уменьшения потерь на поглощение. J — ионизационная камера; V — статический вольтметр с вспомогательным напряжением и световым указателем, L — линза. Неразличимые в силуэтных изображениях отверстия O , а также янтарный изолятор (заштриховано) пририсованы дополнительно. Глаз можно, разумеется, заменить каким-либо подходящим измерителем излучения.

§ 125. **Заключительное замечание.** Проявления рассеяния чрезвычайно многообразны, однако, в большинстве случаев они, к сожалению, поддаются количественному расчету лишь с трудом и в приближенной форме. Сюда относится, например, ослабление солнечного света при прохождении его сквозь дымку

и туман. Другой пример — непрозрачность даже тонких слоев молока или молочного стекла. В обоих случаях экстинкция, обусловленная рассеянием, часто превосходит экстинкцию, вызванную поглощением в той же области спектра. Здесь мы имеем дело с неоднородными веществами, с рассеянием, часто даже с рассеянным отражением от взвешенных частичек или от коллоидально распределенных примесей в твердых телах. В однородных телах рассеивают лишь отдельные молекулы. Два особенно простых случая этого рода были разобраны в §§ 121 и 122. Существуют лишь две области спектра, в которых молекулярное рассеяние может вызвать экстинкцию, сравнимую с той, которая связана с поглощением в этих областях спектра. Это — видимая область спектра для прозрачных веществ типа каменной соли, воды, зеркального стекла и т. п. и область рентгеновского света с длинами волн около $0,5 \text{ \AA}$ для веществ, состоящих только из атомов с малым атомным весом. В рентгеновской области к тому же невозможно четко отделить рассеяние от поглощения. Существуют экстинкционные явления, в которых, по самому их существу, рассеяние и поглощение осуществляются одновременно (явление Комптона, см. § 226). Если рассеяние и поглощение одинаковы по порядку величины, то измерение мощности излучения, поглощаемой в пронизываемой этим излучением области тела, становится затруднительным. Простое представление о параллельном пучке, ограниченном геометрическими прямыми линиями, здесь становится неприменимым. Это обстоятельство особенно затрудняет дозировку рентгеновского света при его применениях в медицине и биологии¹⁾. В физике почти

¹⁾ При просвечивании рентгеновским светом любого газообразного, жидкого или твердого тела в нем высвобождаются электроны. Диффундируя в теле, они растрачивают свою энергию W , которая и составляет полученную телом дозу. Если энергия ΔW приходится на элемент тела с массой Δm , то $\Delta W/\Delta m = D$ называется *приведенной дозой*. Для измерения последней служат обычные дозиметры; они, таким образом, измеряют отнюдь не величину, которая подобно интенсивности характеризовала бы *излучение*, падающее на тело, а величину, выражающую *состояние, вызванное в теле проходящим через него излучением*; эту величину можно назвать «концентрацией отрицательной телом энергии». Обычно приведенную дозу измеряют косвенным образом; другими словами, вместо величины $\Delta W/\Delta m$ измеряют пропорциональную ей величину — приведенный ионный заряд $\Delta Q/\Delta m$. Здесь ΔQ — сумма зарядов ионов одного знака, образующихся в массе Δm воздуха, пронизываемого излучением. В простейшем случае созданная в воздухе приведенная доза $D_{\text{возд}}$ (так называемая измеряемая доза) равна приведенной дозе $D_{\text{тело}}$, созданной в просвечиваемой ткани тела (так называемой эффективной дозе). В общем случае $D_{\text{тело}} = n \cdot D_{\text{возд}}$, т. е. измеряемая и эффективная дозы связаны между собой численным коэффициентом n , значение которого берется из таблиц. Единицей *приведенной дозы* служит «рентген». Это такая *приведенная доза*, которая создает в воздухе приведенный ионный заряд $\Delta Q/\Delta m = 2,58 \cdot 10^{-4} \text{ а} \cdot \text{сек}/\text{кг}$. 1 рентген = $8,8 \cdot 10^{-3} \text{ вт} \cdot \text{сек}/\text{кг}$. Недостаточно ясное

всегда удается подобрать для опыта материал, позволяющий наблюдать и количественно исследовать желаемое явление в ясной и простой форме, без мешающих побочных явлений. Медики и биологи находятся в более трудном положении. Они вынуждены иметь дело со сложным материалом — живыми тканями. Тем более важно, чтобы они имели ясное представление о простейших физических предельных случаях, поддающихся надежной интерпретации.

понимание этих простых соотношений привело в дальнейшем к введению новой дополнительной единицы $1 \text{ рад} = 10^{-2} \text{ вт} \cdot \text{сек/кг}$; таким образом, $1 \text{ рад} = 1,14 \text{ рентген}$. В результате единица «рентген» в своем первоначальном смысле стала излишней. После этого, желая сохранить в измерительной технике слово «рентген», стали предлагать его для обозначения какой-либо другой физической величины, например, для введенного выше приведенного ионного заряда $\Delta Q/\Delta t = 2,58 \cdot 10^{-4} \text{ а} \cdot \text{сек/кг}$. (Наиболее надежные измерения последнего производятся, впрочем, в маленькой полости внутри фантома, подставляемого на место облучаемого участка.)

ГЛАВА XIII

ДИСПЕРСИЯ И ПОГЛОЩЕНИЕ

Предварительное замечание. Напоминаем о сказанном в § 96: мы называем коэффициент *экстинкции* K и показатель *экстинкции* k соответственно коэффициентом *поглощения* и показателем *поглощения* в том случае, когда ролью рассеяния в экстинкции можно пренебречь.

§ 126. Обзор содержания главы. Показатель преломления n зависит от длины волны λ излучения (*дисперсия*). Дисперсия тесно связана с поглощением излучения. Поглощение, в свою очередь, сильно зависит от длины волны. Мы дадим в §§ 127—130 сводку основных фактов. Зависимость преломления и поглощения от длины волны будет изложена в количественной форме. Это изложение тесно примыкает к количественной трактовке рассеяния в гл. XII.

§ 127. Зависимость преломления и экстинкции от длины волны. Экспериментальные данные. Основные данные нагляднее всего представить графически. Для показателя преломления строят «дисперсионные кривые». Для экстинкции одни и те же данные выражают в зависимости от того, для чего они используются, в двух видах: либо в виде коэффициента экстинкции K , либо, в случае сильного поглощения, в виде показателя экстинкции k . Последний позволяет сравнивать среднюю глубину проникновения излучения (т. е. $\omega = 1/K$) с длиной его волны. Поэтому показатель экстинкции k показывает совершенно иной спектральный ход, нежели коэффициент экстинкции K .

К сожалению, как дисперсионные кривые, так и кривые экстинкции для большинства веществ известны лишь очень с большими пробелами. Меньше всего пробелов у кривых, относящихся к простейшим твердым телам, монокристаллам щелочно-галоидных солей. Поэтому начнем с измерений, выполненных на NaCl (рис. 279). По оси абсцисс отложены логарифмы длин волн.

Начнем с показателя преломления. В рентгеновской области, т. е. при $\lambda < 5 \cdot 10^{-6}$ см, показатель преломления везде немного меньше единицы. При выбранном масштабе ординат эти крохотные отклонения от единицы на нашем чертеже не видны. При переходе из рентгеновской области в сторону больших длин

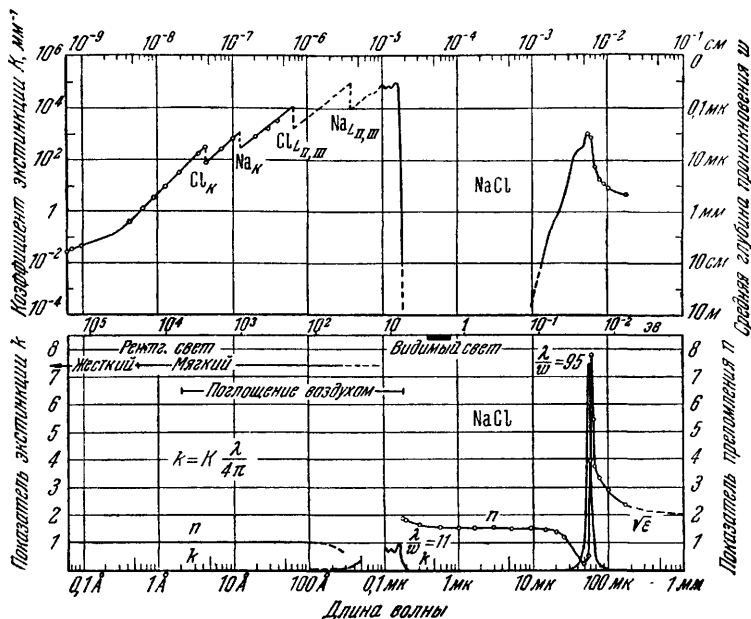


Рис. 279. Преломление и экстинкция света в кристалле NaCl в области длин волн от $6 \cdot 10^{-10}$ см до 0,1 см, т. е. на участке приблизительно в 28 октав.

Показатель экстинкции k достигает практически заметной величины только в двух узких интервалах длин волн, а именно, в области 0,04—0,2 мк и 20—90 мк. На этих участках отмечены максимальные значения отношения λ/ψ . Наименьшее значение глубины проникновения ψ , составляющее около 0,01 мк, в 30 раз превышает расстояние между узловыми плоскостями кристаллической решетки. Возникновение «резких краев» Cl_K и др. будет рассмотрено в § 184. О единицах «электронвольт» см. § 149.

волн n начинает возрастать, образуя своеобразные ступени. В конце концов в области больших длин волн показатель преломления приближается к корню из статической диэлектрической проницаемости ϵ , т. е. $n = \sqrt{\epsilon}$ (ср. «Электричество»). В большинстве спектральных участков n возрастает с уменьшением длины волны; такую дисперсию называют *нормальной*. В некоторых участках спектра, однако, n падает с уменьшением длины волны; такую дисперсию называют *аномальной*, т. е. «отклоняющейся от правил».

Особые участки дисперсионных кривых, а именно, области сильных изменений n и области аномального хода показателя

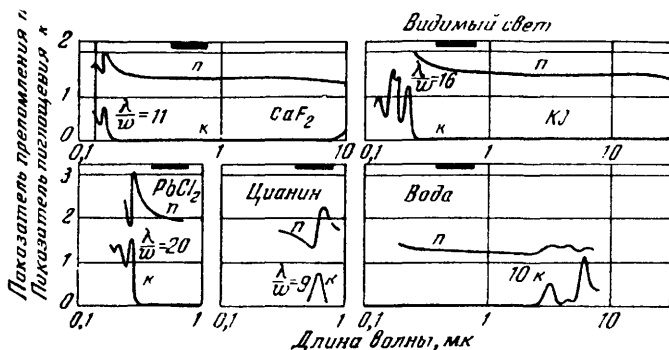


Рис. 280. Дальнейшие примеры дисперсии и поглощения.

Двойное преломление в RbCl_2 в масштабе рисунка показать невозможно.

преломления, совпадают с областями большого показателя поглощения k . Это иллюстрируется на рис. 280 шестью примерами. На краю полосы поглощения изменение показателя преломления с длиной волны, иначе говоря дисперсия $dn/d\lambda$, может достигать очень больших значений. Это показывает опыт, проделанный с призмой из ZnO и иллюстрируемый рис. 281 (ср. рис. 414).

Связь между дисперсией и поглощением мы проиллюстрируем демонстрационным опытом, производящим большое впечатление. Для этого опыта непригодны ни твердые тела, ни жидкости¹⁾; следует брать пары, газы или сильно разбавленные растворы. Удобнее всего использовать пары натрия. На рис. 282 изображена соответствующая установка. При



Рис. 281. К демонстрационному опыту, показывающему, что в спектральной области, расположенной по соседству с крутым подъемом собственного поглощения, имеется сильная дисперсия.

Видимый линейчатый спектр ртути, получаемый в одинаковых условиях с помощью призмы с отклоняющим углом в 60° . Внизу — призма из окиси цинка, взвешенной в воде; вверху — призма из кварца или флуорита (Е. Молльво).

¹⁾ Причина этого станет ясной позже (см. уравнение (199a) § 133). n имеет большие значения лишь тогда, когда разность квадратов частот $\nu_0^2 - \nu^2$ мала. При наличии широких полос поглощения у жидкостей и твердых тел неминуемо попадаешь при этом в непрозрачную область.

помощи призмы P на экран отбрасывается сплошной спектр угольной дуги, растянутый в горизонтальном направлении

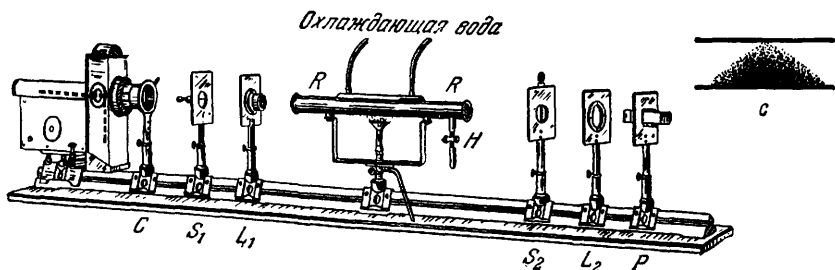


Рис. 282. Установка для демонстрации аномальной дисперсии в парах натрия (метод Кундта, 1880 г., усовершенствование Вуда, 1902 г.).

S_1 — горизонтальная щель; S_2 — вертикальная щель; P — призма прямого зрения. «Призма» из паров натрия с отклоняет волны с показателем преломления $n > 1$ вниз, а волны с показателем преломления $n < 1$ — вверх. Пример получаемого результата приведен на рис. 283, б; на нем нижний край щели S_2 изображается в верхней части экрана. Цилиндрическая линза, поставленная между R и S_2 , улучшает видимость.

Сразу же за отображающей линзой находится железная трубка, наполненная парами натрия. Она закрыта с обеих сторон стеклянными окошками. Натрий испаряется в середине трубки,

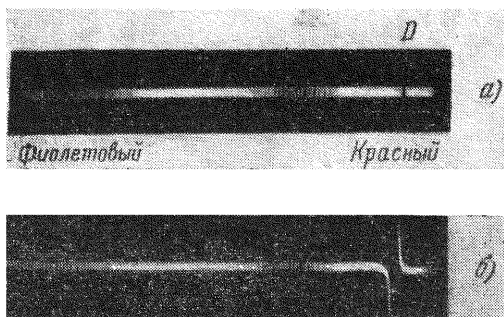


Рис. 283. Аномальная дисперсия в парах натрия, полученная с помощью установки, изображенной на рис. 282.

Фотографический позитив. Линии поглощения, видимые на рисунке, помимо полосы поглощения D , принадлежат молекулам натрия. Вследствие незначительной концентрации они мало влияют на величину показателя преломления паров.

а водяное охлаждение ее концов препятствует появлению налета на окошках. Пары натрия дают сильную экстинкцию в области $\lambda = 0,589 \text{ мк}$. Горизонтальный спектр пересекается полосой экстинкции D (рис. 283, а). Эта экстинкция обусловлена в боль-

шей степени поглощением, нежели рассеянием. Поэтому почти всегда говорят о полосах или линиях поглощения.

После такого предварительного опыта начинают охлаждать не только концы трубки, но и ее верхнюю часть. Тогда облако паров натрия приобретает призматическую форму (см. с на рис. 282). В горячей области, т. е. посередине внизу, плотность паров велика; она уменьшается кверху и в стороны. Такая «парообразная призма» пропускает большую часть спектра без отклонения. Следовательно, для этих областей спектра показатель преломления паров натрия практически равен единице. По обеим же сторонам полосы поглощения свет отклоняется в вертикальном направлении. С красной стороны полосы поглощения отклонение на щели S_2 направлено вниз, т. е. показатель преломления больше единицы; с фиолетовой стороны отклонение на щели S_2 направлено вверх, т. е. показатель преломления меньше единицы. Таким образом, спектр имеет вид цветной кривой, состоящей из двух ветвей (рис. 283, б). Ее ход совпадает с ходом дисперсионной кривой паров натрия по обе стороны от полосы поглощения. Отрезок кривой *внутри* полосы поглощения на рис. 283, б не показан. Его можно видеть лишь при умеренном поглощении, да и то только при индивидуальном наблюдении.

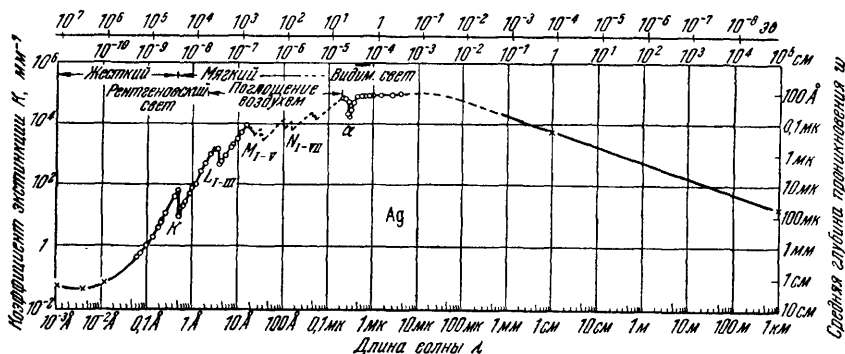


Рис. 284. Спектр поглощения металла (серебро) в области между $\lambda=10^{-11}$ см и $\lambda=1$ км.

Масштаб абсциссы в два раза меньше, чем на рис. 279. Провал на кривой экстинкции в области между 0,2 и 20 мк, показанный на рис. 279 для NaCl, здесь отсутствует. Небольшой минимум при $\lambda=0,32$ мк ни в каком отношении не сравним с этим провалом. Средняя глубина проникновения в минимуме составляет всего 0,05 мк. Крестики соответствуют вычисленным значениям. Для алюминия минимум коэффициента экстинкции находится при $\lambda=0,6 \cdot 10^{-3}$ Å. Здесь глубина проникновения равна $1/K=\omega=17$ см.

§ 128. Особые свойства металлов. Вернемся к весьма важному для нас рис. 279. Наименьшие значения коэффициента экстинкции K или наибольшие значения глубины проникновения

ω лежат в видимой или ближней инфракрасной областях спектра. В этих областях средняя глубина проникновения может достигать многих метров и может намного превосходить глубину проникновения всех остальных видов излучения, в том числе рентгеновского света. Исключение составляют лишь металлы. Для них не существует области больших глубин

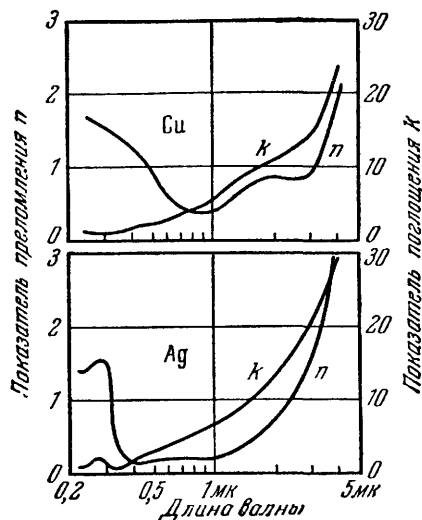


Рис. 285. Оптические постоянные n и k для серебра и меди.

Разброс отдельных значений все еще очень велик даже в самых тщательных сериях измерений, сделанных до настоящего времени. Дальнейшие примеры приведены на рис. 302.

Значения k и n для двух важных металлов приведены на рис. 285. Показатели поглощения k возрастают при переходе от ультрафиолетовой области в сторону более длинных волн и достигают высоких значений. Например, при длине волны $\lambda = 4$ мк для серебра $k \approx 30$. Следовательно, средняя глубина проникновения ω в этом случае равна $\frac{1}{400} \lambda$.

Примечательна часто и малость показателя преломления n . Для серебра он падает до 0,16. При этом фазовая скорость света возрастает почти до $20 \cdot 10^8$ м/сек вместо $3 \cdot 10^8$ м/сек в вакууме.

§ 129. Так называемое металлическое отражение. При нормальном падении света для отражательной способности справедлива формула Бера

$$R = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2}. \quad (131)$$

проникновения, которая видна на рис. 279, относящемся к неметаллам, где эта область лежит в видимой части спектра и ее окрестностях. Она отсутствует и на рис. 284, на котором показаны соответствующие данные для серебра. Приведенный график охватывает область длин волн в 16 порядков.

Коэффициент экстинкции K имеет во всей инфракрасной и видимой областях очень большие значения; процесс экстинкции, разыгрывающийся в этом спектральном диапазоне, простирается также и в ультрафиолетовую область.

Значения k и n для двух важных металлов приведены на рис. 285. Показатели поглощения k возрастают при переходе от ультрафиолетовой области в сторону более длинных волн и достигают высоких

Если в числителе и знаменателе слагаемое k^2 велико по сравнению с другим слагаемым, то отражательная способность становится очень большой в видимой области спектра, что характерно для веществ с металлической связью (см. § 106). На рис. 286 приведены некоторые относящиеся сюда практически важные примеры.

Металлическую связь, впрочем, отнюдь нельзя считать единственной причиной высоких значений показателя поглощения k .

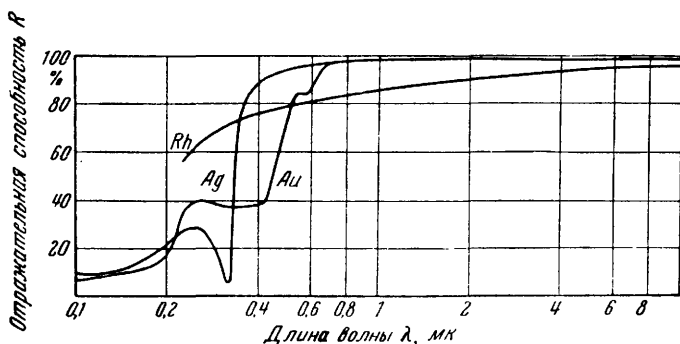


Рис. 286. Зависимость отражательной способности золота, серебра и родия от длины волны.

Вследствие своей стойкости родий особенно хорош для зеркал с наружным покрытием. Кроме того, тонкие *полупрозрачные* родиевые зеркала ослабляют свет во всей видимой области спектра (от 0,4 до 0,7 мк) практически в одинаковое количество раз («серый светофильтр»). Для серебра в минимуме ($\lambda = 0,316$ мк) $R = 4,2\%$. Для щелочных металлов соответствующие значения еще меньше. Для калия ($\lambda = 0,254$ мк) $R = 2,6\%$, для рубидия и цезия $R \approx 1\%$.

Значения k порядка единицы встречаются в ультрафиолетовой области у множества твердых и жидких тел (см. рис. 280). У красителей (например, у цианина) и у многих полупроводников показатель поглощения k достигает высоких значений уже в видимой области спектра. Например, для германия это показано ниже (см. рис. 413, б). Поэтому некоторые полупроводники, например Ge, Si, антимонит и др., по виду нельзя отличить от металлов. Однако полупроводники не обладают большими показателями поглощения k в инфракрасной области, характерными для веществ с металлической связью и обусловленными электронной проводимостью, порождаемой этой металлической связью (см. § 142).

У германия, например, уже при $\lambda = 3$ мк k исчезающе мало. Поэтому, хотя блоки германия толщиной в несколько сантиметров имеют вид кусков металла, они пропускают инфракрасные лучи без ослабления, если не считать, разумеется, довольно

значительных потерь на отражение, обусловленных большим значением показателя преломления ($n=4$).

Это можно показать хорошим демонстрационным опытом, выполняемым на установке, показанной на рис. 238; он убедительно свидетельствует о следующем: *наличие металлической связи можно установить только путем измерения поглощения в инфракрасной области, но никак не визуально.*

Наконец, кристаллы с типичной ионной связью, например щелочно-галлоидные кристаллы,

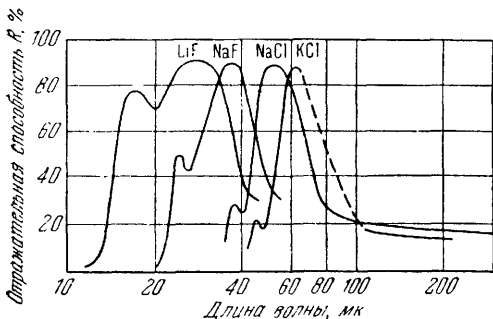


Рис. 287. Спектры остаточных лучей четырех щелочно-галлоидных кристаллов.

В противоположность старым данным, эти кривые (полосы) не имеют простой колоколообразной формы.

лишь приблизительно совпадают с максимумами кривой поглощения.

Своеобразное название «остаточные лучи» связано с методикой их первоначального наблюдения. Рубенс заставлял излучение ауэровской горелки несколько раз последовательно отражаться от кристаллических пластинок, после чего оно попадало на измеритель излучения (термостолбик). «Остаток» излучения содержал практически только те длины волн, которые соответствовали полосам максимального отражения. Эти «остаточные лучи» поглощаются тонкими слюдяными или стеклянными пластинками, но проходят сквозь толстые слои парафина и других, подобных ему веществ. Этот нетрудный демонстрационный опыт удобнее всего делать с пластинками из LiF или CaF₂.

§ 130. Глубина проникновения рентгеновского света. Глубина проникновения рентгеновского света превосходит глубину проникновения видимого света только в металлах (см. рис. 284). Во всех остальных веществах (например, NaCl, см. рис. 279) она даже отдаленно не приближается к громадным глубинам проникновения, которых можно достичь в видимой или ближней инфракрасной областях спектра.

обнаруживают в инфракрасной области экстремальные значения k и n (ср. рис. 279). Поэтому в инфракрасной области эти кристаллы обладают большой отражательной способностью R . На рис. 287 приведены четыре примера; масштаб здесь втрое больше, чем на рис. 279. Изображенные на рис. 287 максимумы называют «полосами остаточных лучей». Их положение в спектре определяется как величиной n , так и величиной k . Поэтому эти максимумы

Значение рентгеновского света в медицине или в технике основано отнюдь не на большой глубине проникновения, а на совсем другом его свойстве: показатель преломления рентгеновского света практически не отличается от единицы. Поэтому рентгеновский свет не испытывает рассеянного отражения в таких неоднородных средах, как, например, мышцы, кости, дерево и т. д. Он «не замечает» бесчисленных, беспорядочно расположенных граничных поверхностей, разделяющих отдельные области неоднородных тел. Напротив, в видимой области, где показатели преломления имеют значения порядка 1,5, свет чрезвычайно чувствителен к внутренним граничным поверхностям: шапка пены на кружке пильзенского пива совершенно не прозрачна для видимого света, но полностью прозрачна для рентгеновского света.

Отсутствие рассеянного отражения в рентгеновской области отнюдь не означает отсутствия *рассеяния*. Последнее играет значительную роль (см. § 125) в случае жесткого рентгеновского света ($\lambda < 10^{-11}$ м). Рассеяние рентгеновского света возникает вследствие эффекта Комптона (см. § 226), а рассеяние еще более коротких волн — вследствие ядерных процессов.

§ 131. Сведение преломления к рассеянию. Из §§ 127—130 нам уже известны основные факты, касающиеся преломления и экстинкции. Теперь мы займемся их истолкованием и количественной интерпретацией. Материал, изложенный в §§ 131—136, посвящен преломлению, §§ 137—146 — экстинкции, обусловленной поглощением.

Вернемся снова к рис. 261, г. Используемое при съемке рассеивающее модельное тело прозрачно. Можно — хотя и с некоторым трудом — проследить ход волн внутри тела. При этом получится картина, схематически изображенная на рис. 288. Волны распространяются в пределах области вторичных излучателей медленней, чем вне этих пределов. Другими словами, ограниченная кружком область, благодаря присутствию в ней вторичных излучателей, приобрела какой-то *показатель преломления*. Этот фундаментальный факт мы сейчас же подтвердим еще более эффектным демонстрационным опытом.

Преломление проявляется наиболее известным образом в линзах. Поэтому установим вторичные излучатели (рис. 289, а) на поверхности, сечение которой имеет форму линзы. Рассеивающими «атомами» снова служат маленькие стальные шарики, находящиеся под поверхностью воды. Они расположены

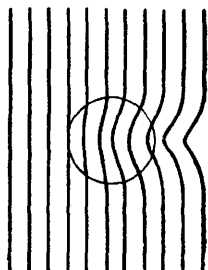


Рис. 288. Сдвиг фаз, создаваемый вторичными волнами.

Схема, использованная на рис. 261, г.

неупорядоченным образом, а их диаметры и расстояния между их центрами снова меньше, чем длина волны. На рис. 289, б водяные волны с прямолинейным фронтом бегут немного вкось через широкую щель. Эта щель выделяет параллельный волновой пучок (хорошо видна дифракция!).

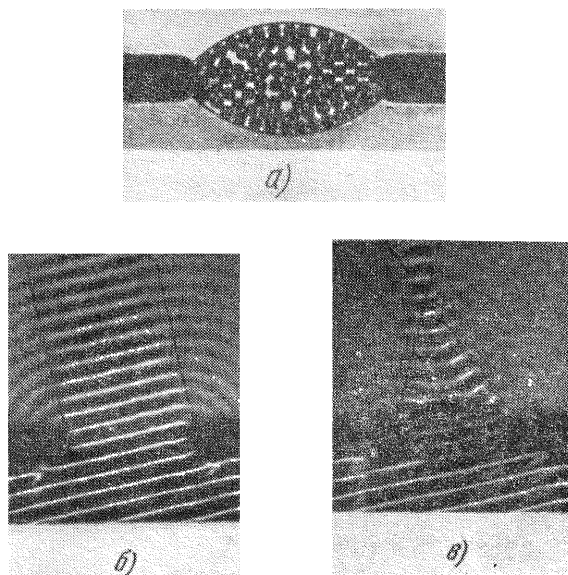


Рис. 289. Модельный опыт с водяными волнами, показывающий возникновение преломления за счет сдвинутых по фазе вторичных волн.

На рис. 289, в в щель вставлено препятствие. Результат. Волны, которые до этого распространялись в виде параллельного пучка, теперь сходятся в точку. Этим устраняется всякое сомнение: волны распространяются в области, в которой расположены вторичные излучатели, с уменьшенной фазовой скоростью. Область вторичных излучателей имеет показатель преломления n . Вычислим его с помощью элементарной формулы линзы

$$(n - 1) \frac{2}{R} = \frac{1}{f}, \quad (15)$$

где R — радиус кривизны поверхностей, ограничивающих линзу на рис. 289, а, $R = 7$ см. Отсюда $n = 1,4$.

Объяснение этого несложно. Волна, распространяющаяся внутри линзы и за нею, есть результирующая всех вторичных

волн, создаваемых рассеянием, и первичной волны. Первичные волны возбуждают вторичные, эти последние возбуждают третичные и т. д. Результирующая волна отстает. Следовательно, каждая отдельная волна, возникшая вследствие рассеяния, должна иметь относительно волны, ее возбудившей, отрицательный сдвиг фазы δ' . *Сдвиг фаз δ' вторичных волн, созданных рассеянием, и есть причина преломления.*

§ 132. **Качественное объяснение дисперсии.** Зависимость показателя преломления n от длины волны имеет весьма характерный вид вблизи некоторых определенных длин волн или частот. Мы воспроизводим его схематически на рис. 291. Этой зависимости показателя преломления от длины волны или частоты нетрудно дать качественное объяснение. Вернемся для этого к опытам на модели с механическими волнами.

На рис. 289, *а* и 289, *в* вторичные излучатели состояли из маленьких твердых шариков, расположенных под поверхностью воды. Представим себе, что эти вторичные излучатели заменены телами, способными совершать колебания, или резонаторами, например, «пульсирующими» шарами (см. «Механика»). Пусть собственная частота их колебаний равна ν_0 . Пусть падающие первичные волны имеют частоту ν и вызывают в резонаторах вынужденные колебания. Тогда отношение ν/ν_0 будет определять как амплитуды вынужденных колебаний l , так и разности фаз между резонаторами и первичной волной. Это ясно из рис. 272. Кроме того, амплитуда ¹⁾ каждой вторичной волны будет смещена по фазе на -90° относительно амплитуды l вторичного излучателя ²⁾.

Так мы приходим к простым векторным диаграммам, изображенным на рис. 290, *а—д*. Здесь \mathcal{E}_p — амплитуда первичной волны; l — амплитуда вынужденных колебаний (ее относительная

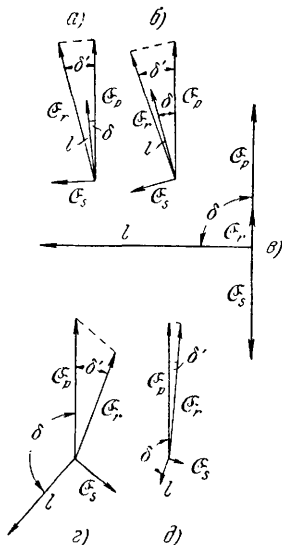


Рис. 290. К возникновению дисперсии за счет сдвинутых по фазе вторичных волн.

¹⁾ Здесь и ниже автор допускает терминологическую небрежность — вместо сдвига фаз между элонгациями он говорит о сдвиге фаз между амплитудами. (Прим. ред.)

²⁾ Это — упрощение. В действительности такой сдвиг в -90° образуется в результате сложения всех вторичных волн, образующихся вдоль пути первичной волны.

величина берется из рис. 272, Λ выбирается равной единице); δ — сдвиг фазы между l и \mathcal{E}_p ; он берется из рис. 272 ($\Lambda=1$); \mathcal{E}_s — амплитуда вторичных волн, излучаемых резонатором; \mathcal{E}_r — амплитуда результирующей первичных и вторичных волн; δ' — сдвиг фаз между \mathcal{E}_r и \mathcal{E}_p . За направление положительного отсчета времени и фазовых углов δ и δ' принято направление по часовой стрелке.

На рис. 290, а $v \ll v_0$ и δ очень мало. Тогда δ' — малая отрицательная величина. Это значит, что результирующая волна немного запаздывает относительно первичной или что показатель преломления n немного больше единицы. На рис. 291 он показан точкой α .

На рис. 290, б $v < v_0$, а именно $v = \frac{1}{2} v_0$; угол δ изменился приблизительно на -15° . При этом угол δ' остался отрицательным, но стал больше. Таким образом, показатель преломления n увеличился (точка β на рис. 291).

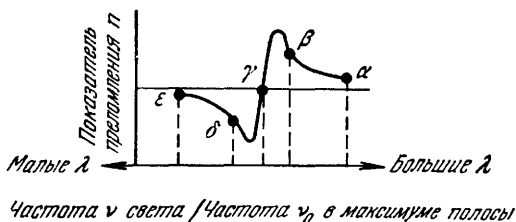


Рис. 291. Дисперсионная кривая в области оптической собственной частоты и в ее окрестности.

На рис. 290, в $v = v_0$, следовательно, $\delta = -90^\circ$. Результирующая амплитуда \mathcal{E}_r (как разность $\mathcal{E}_p - \mathcal{E}_s$) имеет то же направление, что и \mathcal{E}_p . Следовательно, $\delta' = 0$ или $n = 1$ (точка γ на рис. 291).

На рис. 290, г $v > v_0$, а именно, $v = 1,25 v_0$ и $\delta = -140^\circ$. Благодаря этому угол δ' стал положительным. Результирующая амплитуда \mathcal{E}_r опережает первичную \mathcal{E}_p . Это значит, что показатель преломления меньше единицы (точка δ на рис. 291).

И, наконец, на рис. 290, д $v \gg v_0$ и δ почти равен -180° . Угол δ' остается положительным, но его величина уменьшилась. Значение n приблизилось к единице, но все еще меньше нее (точка ϵ на рис. 291).

На рис. 291 получилась типичная дисперсионная кривая. В качественном отношении она имеет тот же ход, что и кривые,

встречающиеся в оптике. «Особая» длина волны отвечает максимуму полосы экстинкции в оптических измерениях.

§ 133. Количественное рассмотрение дисперсии. С количественной стороны содержание предыдущего параграфа нельзя считать удовлетворительным. Различались только возбуждающие первичные волны и возбужденные вторичные волны. Но в действительности вторичные волны, в свою очередь, возбуждают третичные и т. д. Окончательную результирующую волну дает лишь совокупность всех волн. Подобное суммирование в математическом отношении не просто, но все же выполнимо. Трудности могут быть обойдены следующим образом.

Предположим, что на каждую молекулу ¹⁾ приходится один связанный электрон, способный совершать колебания с собственной частотой ν_0 . Он совершает вынужденные колебания под действием периодической силы, амплитуда которой $\mathfrak{K} = e\mathfrak{E}_0$. Амплитуда колебания l определяется уравнением (169); как мы видим, она пропорциональна амплитуде первичной волны \mathfrak{E}_0 , обратно пропорциональна массе электрона m и, кроме того, зависит от частоты ν . Возникает колеблющийся диполь, электрический момент которого имеет амплитуду

$$w_0 = e \cdot l = \mathfrak{E}_0 \frac{e^2}{m} f(\nu). \quad (194)$$

Отношение

$$\frac{w_0}{\mathfrak{E}_0} = \frac{e^2}{m} f(\nu) = \alpha \quad (195)$$

выражает электрическую поляризуемость молекулы на высокой частоте световых волн.

Раньше мы принимали, что $\nu \ll \nu_0$. Благодаря этому поляризуемость α не зависела от возбуждающей частоты (§ 120) и ее можно было вычислять из статической диэлектрической проницаемости ϵ (т. е. при $\nu=0$). Для этой цели служило уравнение (см. «Электричество», уравнение (198))

$$\frac{w}{\mathfrak{E}} = \alpha = \frac{3\epsilon_0}{N_\nu} \left(\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \right), \quad (195a)$$

где ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума, равная $8,86 \cdot 10^{-12}$ э.сек/в.м, N_ν — число поляризуемых молекул в единице объема. В этом уравнении учитывается влияние среды на поляризуемость молекул.

Теперь мы пойдем в обратном направлении. Откажемся от ограничения $\nu \ll \nu_0$ и тем самым сделаем α зависящим от ν (уравнение (195)!), подставим значения α в уравнение (195a)

¹⁾ Здесь, как и во всей книге, под молекулой понимается наименьшая самостоятельная единица, т. е. это может быть и атом и ион.

и вычислим, таким образом, для каждого значения возбуждающей частоты ν свое значение ε . Тогда мы получим диэлектрическую проницаемость, *зависящую* от частоты ν .

Наконец, сделаем решающий шаг. Согласно Максвеллу, для длинных электрических волн («Электричество», § 101) справедливо соотношение

$$n = \sqrt{\varepsilon}, \quad (196)$$

где ε — статическая, т. е. измеренная при $\nu=0$, диэлектрическая проницаемость.

Такое же соотношение применим теперь и к световым волнам, но для каждой частоты ν используем специально для нее вычисленное n , следовательно, зависящее от ν значение диэлектрической проницаемости. Подобным путем можно вполне удовлетворительно воспроизвести зависимость показателя преломления n от ν или от λ .

Дадим теперь этой идее количественное воплощение. Напишем снова выражение для вынужденного дипольного момента молекулы

$$w_0 = e \cdot l, \quad (194)$$

но l найдем в явном виде из уравнения

$$l = \frac{1}{4\pi^2} \frac{e \cdot \mathfrak{E}_0}{m} \frac{1}{\sqrt{(\nu_0^2 - \nu^2)^2 + \left(\frac{\Lambda}{\pi}\right)^2 \nu_0^2 \nu^2}}. \quad (169)$$

При этом мы исключим из рассмотрения область частот вблизи собственных колебаний ν_0 . Достаточно будет рассмотреть области $\nu < 0,7\nu_0$ и $\nu > 1,4\nu_0$. В этих областях вынужденные элонгации l практически не зависят от логарифмического декремента Λ (см. рис. 272, $\Lambda \ll 1$). Поэтому мы можем опустить второе слагаемое в знаменателе (169) и получим

$$l = \frac{1}{4\pi^2} \frac{e}{m} \mathfrak{E}_0 \frac{1}{\nu_0^2 - \nu^2}, \quad (197)$$

или

$$\alpha = \frac{el}{\mathfrak{E}_0} = \frac{w_0}{\mathfrak{E}_0} = \frac{1}{4\pi^2} \frac{e^2}{m} \frac{1}{\nu_0^2 - \nu^2}. \quad (198)$$

Это значение *поляризуемости* α , *зависящей от частоты*, подставим в уравнение (195а), вместо зависящей от частоты ε напишем n^2 и получим

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{1}{12\pi^2 \varepsilon_0} \frac{e^2}{m} N_\nu \frac{1}{\nu_0^2 - \nu^2} = 26,9 \frac{\mu^3}{\text{сек}^2} N_\nu \frac{1}{\nu_0^2 - \nu^2}, \quad (199a)$$

где ε_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума = $8,86 \times 10^{-12}$ а · сек/в · м, e — заряд электрона = $1,6 \cdot 10^{-19}$ а · сек, m —

масса электрона $= 9,11 \cdot 10^{-31}$ кг, N_v — число поляризуемых молекул в единице объема.

В уравнении (199а) предполагается, что имеется лишь одна единственная собственная частота ν_0 и что на каждую молекулу приходится *один* электрон. В действительности же каждое вещество обладает целым рядом (*i*) оптических собственных частот и часто также несколькими (*b*) «активными» электронами в каждой молекуле. Поэтому, вместо уравнения (199а), следует писать сумму, а именно,

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = 26,9 \frac{\text{м}^3}{\text{сек}^2} N_v \sum_i \frac{b_i}{\nu_{0i}^2 - \nu^2} \quad (1996)$$

Эта «дисперсионная формула» хорошо оправдывается для газов и паров, если не считать, разумеется, области их собственной частоты ν_0 . Для жидкостей и твердых тел, однако, ее нужно считать лишь полезной интерполяционной формулой. В табл. 4 приведен числовой пример для каменной соли (NaCl).

Таблица 4

Дисперсия NaCl в области 0,3—5 мк.
 (См. рис. 279; $N_v = N_p = 2,28 \cdot 10^{23}$ пар ион/м³, $b = 4$, $i = 1$,
 $\nu_0 = 2,85 \cdot 10^{15}$ сек⁻¹).

λ , мк	0,3	0,4	0,5	0,7	1	2	5
n измеренное	1,607	1,568	1,552	1,539	1,532	1,527	1,519
n вычисленное по (1996)	1,610	1,567	1,550	1,535	1,528	1,522	1,521

Расхождение между вычисленными и измеренными величинами нигде не превышает 5 единиц в третьем знаке. При этом использовалась лишь одна собственная частота $\nu_0 = 2,85 \cdot 10^{15}$ сек⁻¹, которой соответствует длина волны $\lambda_0 = 0,105$ мк, и ее можно назвать «центром тяжести» кривой k в ультрафиолетовой части спектра (см. рис. 279). Разумеется, принимая $i = 3$ или $i = 4$, можно достигнуть совпадения вычисленных и наблюдаемых величин и в более высоких десятичных знаках. Но это не дает ничего нового.

§ 134. Показатели преломления для рентгеновского света.
 Для рентгеновского света факт химического объединения атомов в молекулы не играет никакой роли (см. § 137). Поэтому величина N_v в уравнении (1996) означает число атомов в единице объема (см. § 121), так что

$$N_v = N_p,$$

где N — число Авогадро $= 6,02 \cdot 10^{26}/(A)$ кг, (A) — атомный вес, безразмерное число, ρ — плотность.

Далее, b означает число Z всех электронов в атоме. Это число оказалось на опыте равным $0,5 (A)$, т. е. половине атомного веса (A) (см. § 123). Тогда в (199б)

$$N_v b = \frac{\text{Число электронов}}{\text{Объем}} = N_p Z = N_p \cdot 0,5(A).$$

Показатель преломления n почти не отличается от единицы. Поэтому $(n^2 - 1) \approx 2(n - 1)$ и $(n^2 + 2) \approx 3$. Наконец, $v_0 \ll v$ и $v = c/\lambda$. Тогда из (199б) получаем

$$(1 - n) = 1,34 \cdot 10^{11} \frac{\text{м}}{\text{кг}} \cdot \rho \cdot \lambda^2. \quad (199в)$$

Показатель преломления n в рентгеновской области должен быть немного меньше единицы, что подтверждается опытом (ср. § 127). Числовой пример. $\rho = 10 \text{ г/см}^3 = 10^4 \text{ кг/см}^3$ и $\lambda = 1 \text{ \AA} = 10^{-10} \text{ м}$; $n = 0,999986$.

Дисперсионная формула (199б) охватывает, стало быть, весь спектр от инфракрасной до рентгеновской области. Она продолжает быть справедливой также и в области самых длинных волн. В этом случае надо лишь учесть, помимо вторичного излучения электронов, также и вторичное излучение ионов или еще более массивных частиц.

§ 135. Показатель преломления и плотность вещества. Удельная рефракция. Увлечение света. Для вывода дисперсионной формулы (199б) мы прежде всего вычислили из уравнения для вынужденных колебаний электрическую поляризуемость отдельной молекулы α . Затем с помощью α мы получили из уравнения (195а) (см. § 133) диэлектрическую проницаемость ϵ для высокой частоты света ν . Величину ϵ мы заменили на n^2 , т. е. на квадрат показателя преломления, соответствующего частоте ν . Таким образом, мы смогли вывести n из поляризуемости молекулы α и числа молекул в единице объема N_v . Заменим в (195а) ϵ на n^2 , а N_v на N_p . Далее, назовем величину R' , определяемую как

$$\frac{1}{\rho} \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = R', \quad (200)$$

удельной рефракцией. Тогда (195а) приобретает вид

$$R' = \frac{\alpha N}{3\epsilon_0}. \quad (195б)$$

R' имеет размерность отношения объем/масса, иначе говоря, это — удельный объем. В качестве единицы массы можно брать

либо стандартную единицу (г, кг и т. п.), либо единицу, установленную для данного вещества (кмоль, моль и т. п.).

Уравнение (1956) гласит: удельная рефракция вещества R' есть величина постоянная для света с данной длиной волны; она практически почти не зависит ни от плотности вещества ρ , ни от его агрегатного состояния, ни от химической связи.

У газов и разбавленных растворов $n \approx 1$. В этом случае

$$\frac{(n-1)}{\rho} = \text{const} = 1,5R'. \quad (200a)$$

(Для растворов n означает показатель преломления, обусловленный только растворенными молекулами; $n = n_{\text{раствора}}/n_{\text{растворителя}}$, ρ — концентрация, т. е. отношение массы растворенного вещества к объему раствора.)

В табл. 5 приводятся численные примеры значений как удельной рефракции R' , так и вычисленной из нее электрической поляризуемости α . Обе эти величины в значительной степени независимы от агрегатного состояния и химической связи.

Таблица 5

Электрическая поляризуемость α отдельных молекул в переменном высокочастотном поле (свет) ($\nu = 5,1 \cdot 10^{14} \text{ сек}^{-1}$)

Вещество	Плотность ρ , кг/м ³	Удельное число молекул N , кг ⁻¹	Измеренный показатель преломления n_D для $\lambda = 0,589 \text{ мк}$	Удельная рефракция $R' = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2}$, м ³ /кг	Электрическая поляризуемость отдельной молекулы $\alpha = R' \cdot \frac{3\epsilon_0}{N}$, $\frac{\text{а} \cdot \text{сек} \cdot \text{м}}{\text{в} \cdot \text{м}}$
Жидкий кислород, —183° С	1130	} 1,88 · 10 ²⁵	1,222	1,25 · 10 ⁻⁴	1,77 · 10 ⁻⁴⁰
Газообразный кислород, 0° С, 76 см рт. ст.	1,43		1,00027 ₂	1,26 · 10 ⁻⁴	1,78 · 10 ⁻⁴⁰
Жидкая вода	1000	} 3,34 · 10 ²⁵	1,334	2,06 · 10 ⁻⁴	1,64 · 10 ⁻⁴⁰
Водяной пар, 0° С, приведенный к 760 торр	0,805		1,000255	2,12 · 10 ⁻⁴	1,68 · 10 ⁻⁴⁰

Уравнение (200a) гласит: для газов ($n - 1$) пропорционально плотности, для растворов — пропорционально концентрации. Зависимость показателя преломления n от плотности газа хорошо поддается проверке. Подобный опыт для физического практикума был уже описан на рис. 152.

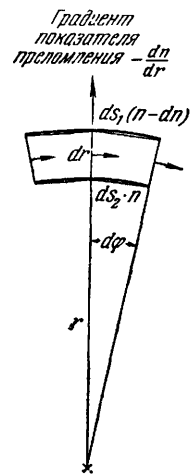
Своеобразное явление, названное «увлечением света», было предсказано в 1818 г. Френелем, а в 1851 г. получено Физо. Жидкость, движущаяся

в направлении падения света со скоростью u , имеет меньший показатель преломления, чем та же жидкость, находящаяся в покое. Таким образом, при движении жидкости со скоростью u фазовая скорость света c/n в жидкости изменяется, но не на полную величину $\pm u$, а всего лишь (приблизительно) на часть ее, составляющую $\pm u(1 - 1/n^2)$. (Установка для опыта, как на рис. 152, но оба пучка света проходят сквозь камеры, через которые течет в противоположных направлениях вода.)

Увлечение света можно качественно объяснить, исходя из уравнения (1996). Число молекул в единице объема N_v , встречающихся на пути света, больше, когда жидкость течет навстречу свету. С количественной стороны увлечение света можно объяснить (хотя, к сожалению, как всегда, лишь формально), исходя из преобразований Лорентца в теории относительности.

§ 136. Искривленные световые лучи. Показатель преломления монохроматического излучения зависит от концентрации N_v активных молекул (см. уравнение (1996)). Последняя может непрерывно изменяться в пределах какой-то области пространства, что приводит к появлению градиента показателя преломления. В таком пространстве наблюдаются световые пучки с искривленными границами (например, на рис. 293). На чертеже границы искривленных пучков или их оси изображаются искривленными световыми лучами. Радиус кривизны луча в общем случае изменяется вдоль пути луча. Для каждой точки x справедливо соотношение

$$r = \frac{n}{dn/dr}. \quad (201)$$



Для его вывода воспользуемся рис. 292. На этом рисунке стрелки указывают наклон гребней волн у их концов. Для оптической длины путей из уравнения (4а) следует

$$ds_1(n - dn) = ds_2n.$$

Геометрические соотношения, ясные из чертежа, дают

$$ds_1 = d\varphi(r + dr) \quad \text{и} \quad ds_2 = d\varphi r.$$

Из этих трех уравнений получается уравнение (201). Здесь dn/dr есть градиент показателя преломления в точке x в направлении, перпендикулярном к лучу.

Рис. 292. К выводу уравнения (201).

На опыте градиент показателя преломления можно осуществить в растворах. Лучше всего взять две жидкости, смешивающиеся в любых пропорциях, и расположить их слои с соответствующим подобранным составом один над другим. Границы между слоями, имеющиеся вначале, скоро пропадают вследствие диффузии. Таким путем осуществляется приблизительно линейный гра-

диент показателя преломления (рис. 293). Внизу находится чистый сероуглерод ($n=1,63$), сверху — чистый бензол ($n=1,50$); переход осуществляется десятью слоями толщиной 1 см каждый. Пучок света больше всего искривлен вверху, т. е. радиус

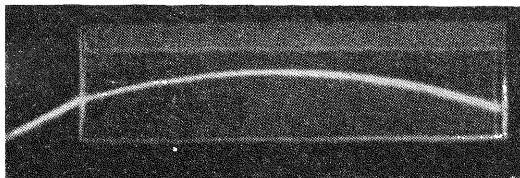


Рис. 293. Искривленный пучок лучей в жидкости с вертикальным, приблизительно линейным градиентом показателя преломления.

Появляющееся справа расширение пучка есть следствие дисперсии; траектория коротких волн искривлена сильнее. Этот модельный опыт поясняет возникновение «зеленого луча».

его кривизны r имеет там наименьшее значение. Это соответствует уравнению (201): на гребне луча градиент показателя преломления в направлении, *перпендикулярном* к лучу света, имеет наибольшее значение.



Рис. 294. Световой пучок волнообразной формы.

Показатель преломления имеет наибольшее значение на средней глубине сосуда. Внизу сосуда находится насыщенный, концентрированный, раствор квасцов; его плотность = $1,04 \text{ г/см}^3$. Над ним находится глицерин, смешанный со спиртом в отношении 1:1; плотность этой смеси = $1,01 \text{ г/см}^3$. Сверху налита вода с примесью 10% спирта; ее плотность = $0,98 \text{ г/см}^3$. Ко всем растворам прибавлен сульфат хинина и серная кислота. Границы между слоями исчезли благодаря многочасовой диффузии. Рецепт Вуда.

На рис. 294 градиент показателя преломления также вертикален, но на половине высоты он меняет свой знак. Таким путем можно получить световой пучок, имеющий форму «волны».

Радиально симметричный градиент показателя преломления имеющий в одних случаях цилиндрическую, в других сфериче-

скую симметрию, играет большую роль в конструкции глаз животных. В первую очередь следует назвать самые различные фасеточные глаза насекомых. Однако и в хрусталике глаза позвоночного животного градиент показателя преломления сочетается с выпуклостью граничных поверхностей. Строго говоря, при черчении схемы человеческого глаза лучи внутри хрусталика следует считать искривленными.

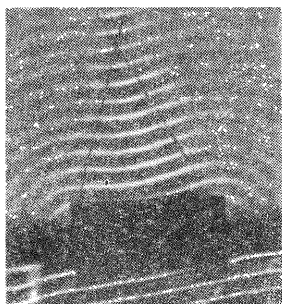


Рис. 295. Градиент преломления, обладающий цилиндрической симметрией, действует как линза.

Вверху — поперечное сечение слегка изогнутого прямоугольного кусочка жести, помещенного под водой.

Они выходят из этой области сходящимися и соединяются в одной точке изображения (нижняя часть рис. 295).

Градиенты преломления со сферической симметрией играют большую роль при астрономических наблюдениях. Укажем лишь один пример. Плотность земной атмосферы убывает снизу вверх. Луч, идущий по касательной к земной поверхности, достигает глаза наблюдателя по искривленному пути. Солнце, касающееся горизонта, в действительности уже зашло, но «атмосферное лучепреломление» (или так называемая астрономическая рефракция) позволяет его видеть с превышением на расстоянии $32'$ над горизонтом. По этой же причине при лунном затмении может произойти поразительное явление: Солнце и затемненная Луна видны одновременно, причем оба они находятся над горизонтом.

При заходе Солнца нередко видно, в особенности на море, как исчезающий край солнечного диска вспыхивает голубовато-

Ввиду важности отображения искривленными лучами, переведем его на язык волновых представлений. Для этой цели сделаем опыт с водяными волнами, изображенный на рис. 295. Будем исходить из рис. 289. Поместим между краями щели под поверхность воды согнутый прямоугольный кусок жести. Его сечение изображено на рис. 295 вверху. Направление оси цилиндра, частью которого является этот кусок, перпендикулярно к щели. Так возникает ограниченная, прямоугольная в плане область воды неравной глубины (наименьшая глубина в середине у α , наибольшая — по краям). Поэтому в середине волны распространяются медленнее, чем у краев.

зеленым светом. Это явление, известное под названием «зеленого луча», объясняется сильным искривлением коротковолнового света (см. рис. 293), а отнюдь не иллюзией зрительного контраста.

В атмосферном лучепреломлении *поле тяготения* Земли участвует лишь косвенно. Оно создает совместно с молекулярным тепловым движением градиент плотности газа и, благодаря этому, градиент показателя преломления.

Впрочем, поля тяготения могут, по-видимому, создавать градиенты показателя преломления, как это ни удивительно, и без всякого участия молекул, в пустом пространстве. Лучи света от неподвижных звезд (видимых лишь при солнечном затмении), проходя в непосредственной близости от солнечного диска, испытывают отклонение приблизительно на $1,75''$. Этот факт еще не имеет завершеного объяснения.

Половина эффекта отклонения, а именно $0,88''$, нашла свое объяснение уже в 1804 г. (фон Зольднер). Свет в поле тяготения ведет себя как испущенный неподвижной звездой снаряд, движущийся по гиперболической траектории со скоростью $u=3 \cdot 10^8$ м/сек. Вторую половину эффекта пытался объяснить А. Эйнштейн с помощью своей общей теории относительности.

§ 137. Качественное объяснение поглощения. Взглянем снова на рис. 279 и 280. Спектры экстинкции обычно состоят из некоторого числа отдельных колоколообразных полос. Как правило, они не полностью отделены друг от друга; отдельные узкие полосы часто сливаются в широкие «неразрешенные» полосы.

Для предварительной ориентировки читателю следует заметить, что в области жестких рентгеновских лучей спектры экстинкции определяются только типами *атомов*. Эти спектры аддитивно составляются из спектров поглощения присутствующих атомов. Химическая связь и агрегатное состояние не оказывают влияния. Вывод. Экстинкция жесткого рентгеновского света происходит в глубоко лежащих слоях атома, защищенных от внешнего воздействия.

В области мягких рентгеновских лучей становится заметным влияние агрегатного состояния вещества и химической связи: в спектрах кристаллов видны некоторые новые полосы, отсутствующие в спектрах отдельных молекул (см. § 201). Вывод. Слои атома, определяющие процесс экстинкции мягкого рентгеновского света, лежат недалеко от поверхности и уже в некоторой мере доступны внешним воздействиям.

Во всех остальных областях, т. е. в ультрафиолетовой, видимой и инфракрасной областях, спектры экстинкции атомов сильно зависят от агрегатного состояния. Кроме того, вследствие

соединения атомов в молекулы возникают новые полосы. Вывод. В этом случае экстинкция света обуславливается процессами, происходящими в самых внешних слоях атома — тех, которые определяют химическую связь и ответственны за образование жидкого состояния или кристаллическую структуру тела.

Дисперсионные кривые удалось истолковать с помощью представления о вынужденных колебаниях. Было сделано допущение, что в молекулах имеются электрические резонаторы; собственные частоты этих резонаторов ν_0 совпадают с частотами максимумов полос поглощения. Эти представления автоматически приводят нас к уяснению смысла *процесса поглощения*: в результате *затухания* резонаторов часть энергии падающего света диссипируется, и она превращается в другие формы энергии, например в тепло. Здесь тоже можно привести простой пример из механики.

Бокал, наполненный рейнским вином, звенит, если им чокнуться. В стекле и в содержимом бокала возникают стоячие волны, которые образуются вследствие наложения бегущих и отражающихся от стенок волн. Бокал, наполненный шампанским, при чокании не звенит. В шампанском содержатся пузырьки газа, которые действуют как резонаторы. В них возбуждаются вынужденные колебания и, поскольку эти резонаторы обладают затуханием, происходит поглощение мощности волн.

§ 138. Количественное рассмотрение поглощения. В § 137 мы дали качественное объяснение поглощения. В пользу этого объяснения свидетельствует уже сама форма отдельных, т. е. хорошо отделенных от соседей полос поглощения. Эти полосы зачастую удивительно схожи с *энергетическими резонансными кривыми*, характеризующими процесс вынужденных колебаний, т. е. с кривыми, изображенными на рис. 274. На этом рисунке по ординате отложена средняя мощность \overline{W}_v , диссипируемая затухающим резонатором (энергия/время, измеряемая, например, в ваттах).

Количественная трактовка поглощения тесно примыкает к тому, что говорилось в § 120. В качестве электрических резонаторов снова берутся диполи. Падающий свет снова берется в виде параллельного пучка. Поглощающим веществом служит *разбавленный раствор*, в котором показатель преломления растворителя равен n .

В элементе пучка длины Δx и поперечного сечения F находятся $N'_v F \Delta x$ затухающих *резонаторов*. Они создают коэффициент поглощения, равный

$$K = \frac{\Delta \overline{W}_v}{\overline{W}_p} \frac{1}{\Delta x}. \quad (79)$$

При этом $\Delta \bar{W}_v$ означает мощность, диссипируемую резонатором, а

$$\bar{W}_p = n \frac{\epsilon_0}{2} \mathfrak{E}_0^2 c F \quad (179)$$

— мощность излучения¹⁾, пронизывающего F и возбуждающего резонаторы. $\Delta \bar{W}$ находят суммированием мощностей, диссипируемых всеми резонаторами. Каждый из них в отдельности диссипирует мощность

$$\bar{W}_v = 4\pi H \cdot \bar{W}_{\text{кин}}, \quad (177)$$

а все находящиеся в объеме $F \Delta x$ резонаторы диссипируют в совокупности мощность, обозначенную через $\Delta \bar{W}_v$:

$$\Delta \bar{W}_v = N'_v F \Delta x 4\pi H \bar{W}_{\text{кин}}.$$

Здесь H — полуширина энергетической резонансной кривой, $\bar{W}_{\text{кин}}$ — среднее значение кинетической энергии, содержащейся в резонаторе, т. е.

$$\bar{W}_{\text{кин}} = \left(\frac{1}{4\pi}\right)^2 \frac{e^2 \mathfrak{E}_w}{m} \frac{v^2}{(v_0^2 - v^2) + \left(\frac{\Lambda}{\pi}\right)^2 v_0^2 v^2}, \quad (172)$$

где Λ — логарифмический декремент резонатора.

Амплитуда \mathfrak{R}_0 возбуждающей силы здесь полагается равной не $e\mathfrak{E}_0$, а $e\mathfrak{E}_w$, где \mathfrak{E}_w — амплитуда световой волны, возбуждающей отдельный резонатор. В телах с показателем преломления $n > 1$ (жидкости и кристаллы) она больше амплитуды напряженности поля в вакууме \mathfrak{E}_0 , а именно:

$$\mathfrak{E}_w = \frac{\mathfrak{E}_0}{3} (n^2 + 2). \quad (202)$$

Сопоставление приведенных выше уравнений дает коэффициент поглощения

$$K = \frac{N'_v e^2}{2\pi c \epsilon_0 m} \frac{(n^2 + 2)^2}{9n} \frac{H \cdot v^2}{(v_0^2 - v^2)^2 + \left(\frac{\Lambda}{\pi}\right)^2 \cdot v_0^2 v^2}. \quad (203)$$

Это уравнение позволяет судить о форме кривых оптического поглощения (см. § 139). Кроме того, оно дает возможность определить оптическим путем число поглощающих молекул (резонаторов) в единице объема N'_v ; наконец, оно лежит в основе

¹⁾ Появление множителя n обосновано в § 103. В § 120 мы принимали $n \approx 1$

количественного абсорбционного спектрального анализа (см. § 140).

В обоих случаях следует принимать во внимание одно существенное обстоятельство. При выводе уравнения (203) мы не учитывали взаимного влияния молекул; другими словами, мы заранее исходили из применимости закона Бера (см. § 98). Вследствие этого уравнение (203) и вытекающая из него преобразованная формула (см. ниже уравнение (204)) применимы только к предельным случаям разбавленных растворов или газов умеренной плотности ($n \approx 1$).

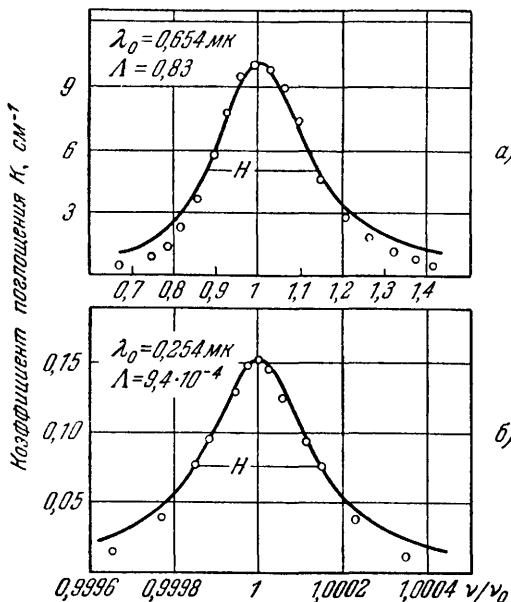


Рис. 296. Представление оптических полос поглощения с помощью энергетических резонансных кривых (см. рис. 274).

Кривая на рис. 296, б построена по измерениям Юса (ср. рис. 178 и 370). Вычисленные кривые совмещены в максимуме с измеренными. По оси абсцисс отложено отношение частоты света ν к частоте ν_0 в максимуме полосы. а — твердый раствор атомов калия в кристалле КВг; $N_v = 5 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$; температура 200°С ; б — газообразный раствор атомов ртути в водороде, сжатом до 30 атм ; $N_v = 1,4 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$; температура $34,5^\circ \text{С}$.

$K_{\text{макс}}$ и вычислять форму полосы поглощения из последней дроби в правой части уравнений (203).

На рис. 296 приведены два примера. Рис. 296, а относится к твердому раствору калия в кристалле КВг. В нем небольшая доля ионов Вг^- решетки заменена электронами¹⁾. Вследствие этого возникают новые центры поглощения, для которых уста-

§ 139. Форма полос поглощения. Для заданного раствора обе первые дроби в правой части (203) содержат только постоянные величины. (Слабая зависимость показателя преломления n от частоты ν в пределах полосы поглощения можно пренебречь.) Вследствие этого мы можем свободно располагаться максимальным значением

¹⁾ В химическом смысле ион K^+ вместе с электроном образует нейтральный атом калия.

новилось название *центров окраски*. На рис. 296, б представлена кривая поглощения для газообразного раствора ртути в сжатом водороде. Один атом ртути приходится приблизительно на $6 \cdot 10^6$ молекул H_2 .

Следует обратить внимание на различные масштабы абсцисс. На рис. 296, а кривая поглощения представляет широкую *полосу*; здесь отношение $\nu_0/H = 3,8$ или $H = 1,21 \cdot 10^{14}$ сек⁻¹. На рис. же 296, б речь идет об одной *спектральной линии*, ширина которой обусловлена тепловыми соударениями. Здесь $\nu_0/H = 3,3 \cdot 10^3$ или $H = 3,54 \cdot 10^{11}$ сек⁻¹. В обоих примерах точки, полученные из измерений, вполне удовлетворительно ложатся на вычисленные кривые. Таким образом, исходный пункт расчета — предположение об *экспоненциальном* затухании резонаторов, является подходящей гипотезой о фактическом положении вещей. Однако это справедливо отнюдь не для всех полос поглощения. Систематические отклонения результатов расчета от экспериментальных данных в большинстве случаев значительно больше, чем на рис. 296. Тогда *экспоненциально* затухающие резонаторы (например, электроны, связанные квазиупругой силой с положительными зарядами, диполи) можно рассматривать лишь в качестве первого приближения. Эти представления, однако, привлекают своей наглядностью. Так, например, полуширина H колоколообразной *энергетической* резонансной кривой дает логарифмический декремент затухания $\Lambda = \pi H / \nu_0$ (см. уравнение (174)). Далее, $1/2\Lambda$ есть число колебаний, по прошествии которых *энергия* колебания резонатора падает в e раз, т. е. до $\approx 37\%$ своего первоначального значения. Потребное для этого время

$$\tau = \frac{1}{2\nu_0\Lambda} = \frac{1}{2\pi H} \quad (174a)$$

называется «*временем затухания*» колебания.

Численный пример к рис. 296, б

$$\tau = 1/2\pi \cdot 3,54 \cdot 10^{11} \text{ сек}^{-1} = 4,5 \cdot 10^{-13} \text{ сек.}$$

Это время затухания в силу экстремальности выбранных условий особенно мало

§ 140. Количественный абсорбционный спектральный анализ. При $\nu = \nu_0$ мы получаем из уравнения (203) постоянную поглощения $K_{\text{макс}}$ в максимуме полосы. Одновременно решим это уравнение относительно N'_ν исключив логарифмический декремент с помощью уравнения (174); тогда получим

$$N'_\nu = \frac{2\pi c \epsilon_0 m}{e^2} \frac{9n}{(n^2 + 2)^2} K_{\text{макс}} H. \quad (204)$$

В заключение составим отношение

$$\frac{N'_v}{N_v} = \frac{\text{Число резонаторов}}{\text{Число молекул}} = f.$$

Число f называется «силой осциллятора». В уравнении (204) перед произведением $K_{\text{макс}}H$ стоят только постоянные величины. Таким образом мы получаем для числа поглощающих молекул в единице объема

$$\boxed{N_v = \text{const } K_{\text{макс}}H.} \quad (205)$$

В этом уравнении $K_{\text{макс}}$ (коэффициент поглощения в максимуме полосы) имеет размерность, обратную длине; H — полуширина полосы поглощения — есть разность двух частот, а константа имеет размерность время/площадь.

В уравнении (205) фигурирует только полуширина H , а не ее отношение к собственной частоте ν_0 , т. е. не $H/\nu_0 = \Delta/\nu$, где Δ — логарифмический декремент резонаторов.

Константу в уравнении (205) можно определить различными путями. Это уравнение дает, далее, возможность чисто оптическим методом измерить N_v , т. е. концентрацию поглощающих молекул. Этот метод, по самому характеру вывода уравнений (204) и (205), ограничен применимостью закона Бера (см. § 98). Для константы в уравнении (205) можно написать

$$\text{const} = \frac{2\pi c \epsilon_0 m}{f e^2} \frac{9n}{(n^2 + 2)^2}, \quad (206)$$

где c — скорость света; ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума; m — масса; e — заряд электрона; n — показатель преломления растворителя, относящийся к максимуму полосы; f — сила осциллятора.

Таким образом, эту константу можно вычислить из универсальных постоянных — показателя преломления n растворителя и числа f , названного силой осциллятора. В частных случаях f можно полагать равным единице. По большей части, однако, приходится определять константу из опыта, определяя число молекул в единице объема N_v при таких условиях, когда это можно сделать химическим путем.

Оптический абсорбционный спектральный анализ чувствительнее химического анализа. Произведем ориентировочный расчет. Константа в уравнении (205) имеет порядок $6 \cdot 10^5 \text{ сек/м}^2$. При толщине поглощающего слоя в 10 см удастся измерить коэффициенты поглощения вплоть до $K = 0,01 \text{ см}^{-1}$ ($e^{-0,1} = 0,9$).

Теперь решающей становится полуширина H . Для твердых и жидких растворителей H лишь редко бывает меньше, чем 10^{14} сек^{-1} . При этих значениях $K_{\text{макс}}$ и H все еще можно определить оптическим путем столь малые числа молекул в единице объема N_v , как $10^{20} \text{ м}^{-3} = 10^{14} \text{ см}^{-3}$. В твердых и жидких телах число молекул в единице объема равно по порядку величины 10^{28} м^{-3} . Следовательно, оптический метод может «почувствовать» одну молекулу растворенного вещества в 10^8 молекулах твердого или жидкого растворителя. В газах и парах величина H значительно меньше; в них величины H порядка 10^{10} сек^{-1} вовсе не редки. Тогда достаточно поглощения в слое толщиной в 10 см , чтобы обнаружить 10^{16} молекул в 1 м^3 . Такой плотности молекул соответствует давление паров порядка 10^{-9} атм .

При комнатной температуре давление насыщенных паров ртути (упругость пара) равно $1,6 \cdot 10^{-6} \text{ атм}$. Таким образом, в недостаточно проветриваемом лабораторном помещении в 1 м^3 воздуха может оказаться столько же атомов ртути, сколько и в капле жидкой ртути объемом 1 мм^3 . Оптический метод позволяет определить малую долю этого количества. Для измерений поглощения используют длину волны $\lambda = 0,2537 \text{ мк}$. Демонстрационный опыт будет описан ниже (см. рис. 324).

В жидких и твердых телах абсорбционный спектральный анализ тоже применялся с успехом, например, при обнаружении витамина D и физическом исследовании фотохимических реакций в кристаллах.

§ 141. Свойства оптически активных резонаторов. Классическое объяснение дисперсии и поглощения вынужденными колебаниями позволило с хорошим приближением предвычислить данные наблюдений. Оно должно быть поэтому дополнено некоторыми сведениями о резонаторах различного рода.

Свет как электрическое переменное поле вызывает в молекулах *индукцию* — молекулы электрически «деформируются», или «поляризуются», центры тяжести их положительных и отрицательных зарядов смещаются друг относительно друга. Это периодическое изменение распределения зарядов заменяют схемой колеблющегося диполя. Считается, что на его концах находятся два элементарных заряда, т. е. $\pm 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ а} \cdot \text{сек}$.

Масса молекулы может распределяться на носителях обоих зарядов самым различным образом. В *предельном* случае отрицательному заряду приписывают лишь малую массу, равную массе электрона, т. е. $9 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$, а всю остальную, большую, массу молекулы связывают с положительным зарядом. Тогда молекула как положительный ион остается практически в покое, и диполь возникает только благодаря колебаниям

электрона около своего положения равновесия¹⁾. Для краткости говорят о «*квазиупруго связанном*» электроне. Такая схема, как мы видели выше, количественно оправдала себя для видимой, ультрафиолетовой и рентгеновской областей.

Таблица 6

Кристалл	Скорость звука *), 10^3 м/сек	Расстояние D между ближайшими элементами решетки (положительный ион щелочного металла и отрицательный ион галоида), 10^{-10} м	Частота полосы остаточных лучей, 10^{12} сек ⁻¹	
			вычисленная по уравнению (207)	наблюдаемая
NaCl	3,31	2,81	5,9	5,8
KCl	3,09	3,14	4,9	4,7
KBr	2,32	3,29	3,5	3,6
KJ	1,95	3,52	2,8	2,7

*) Период колебаний $T = 1/\nu$ для основного механического колебания стержня равен $2D/u$, т. е. продольное упругое возмущение пробегает за время T всю длину стержня дважды: один раз в прямом, другой раз в обратном направлении. Для значения скорости звука внутри твердого тела почти всегда молчаливо принимается значение, верное лишь для частного случая — стержня (см. «Механика»). В уравнение же (207) должно быть подставлено среднее значение, справедливое для тела, протяженного во всех направлениях.

Иначе обстоит дело с инфракрасной областью спектра. Там мы встретились с полосами поглощения, отвечающими остаточным лучам. Они наблюдались в кубических ионных кристаллах (см. рис. 287). Наименьшая толщина, которую может иметь пластинка, вырезанная из этих кристаллов, вообще говоря, равна расстоянию D между двумя соседними элементами решетки, например расстоянию между ионами Na^+ и Cl^+ в кристалле NaCl. Такая пластинка толщины D имеет собственную частоту механических колебаний, равную

$$\nu_0 = \frac{u}{2D}. \quad (207)$$

Здесь u — скорость звука в кристалле. Эта вычисленная механическая частота совпадает с оптической частотой полосы остаточных лучей. Это показывают данные табл. 6.

¹⁾ Собственной частоте ν_0 такого диполя (резонатора, или осциллятора) отвечает в квантовой картине частота $\nu_0 = \Delta W/h$, если энергия молекулы изменяется на ΔW .

Таким образом в случае остаточных лучей можно вычислить *оптическую* частоту из данных *не* оптического характера. В этом и состоит главное значение указанного факта, открытого в 1908 г. Маделунгом.

Вместе с тем этот факт позволяет сделать заключение о природе резонаторов в области остаточных лучей: оба элементарных заряда связаны с *ионами* большой массы. Эти ионы, например ионы Na^+ и Cl^- , колеблются друг относительно друга и образуют колеблющийся диполь. Здесь диполь уже *не что большее*, чем просто схема.

В простейших ионных кристаллах, например в кристаллах типа NaCl , молекулы полностью утрачивают какую бы то ни было индивидуальность. Но это — предельный случай. Во многих других кристаллах целые молекулы или их части сохраняют свое индивидуальное существование. В таких молекулах, сохраняющих самостоятельность и в кристаллической решетке, пары разноименно заряженных частей каждой молекулы могут

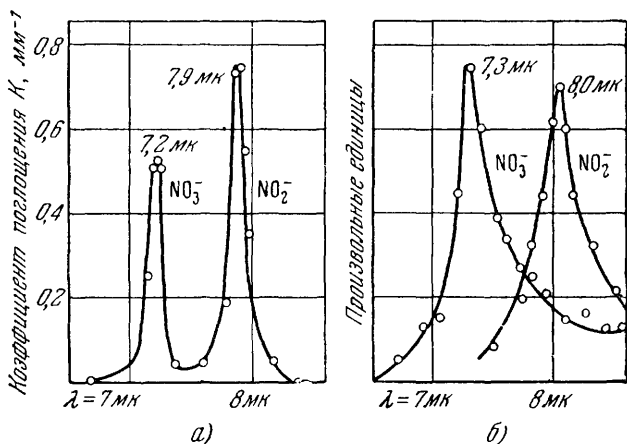


Рис. 297. Спектры поглощения ионов NO_3^- и NO_2^- .

a — раствор анионов в кристалле КВг; *б* — тонкие кристаллические слои KNO_3 и KNO_2 . В расплавленной шихте, из которой выращивался кристалл, молярная концентрация составляла около 0,1%; молярная концентрация в кристалле была приблизительно в 10 раз меньше.

образовать диполи, которые будут поглощать инфракрасный свет в результате возникновения вынужденных колебаний. Из многочисленных примеров два приводятся на рис. 297, *a* и *б*. На каждом из них видно по одной полосе поглощения, принадлежащей группе NO_3^- и группе NO_2^- . Эти полосы находятся в областях 7,2 и 8,0 мк. Рис. 297, *б* относится к кристаллам KNO_3

и KNO_2 ; рис. 297, а — к растворам этих солей в кристалле КВг. В последнем случае образуется смешанный кристалл: отдельные ионы Br^- заменены частично ионами NO_2^- , частично ионами NO^- . Несмотря на различие в строении кристаллов, полосы поглощения NO_3^- и NO_2^- в обоих случаях практически находятся в одном и том же месте спектра. Таким образом, поглощение инфракрасного излучения дает нам сведения о частотах *внутренних* колебаний, характерных для отдельных молекул. Следует, однако, остерегаться заблуждения: большие молекулы, состоящие из многих атомов, могут обладать многими собственными частотами (см. «Механика», § 103), но только часть этих частот будет соответствовать колебаниям электрически заряженных частей молекулы. Только такие колебания могут проявиться в полосах поглощения. Оптическое обнаружение остальных колебаний осуществляется иным путем (см. § 205).

Постоянные электрические моменты *полярных* молекул не имеют никакого значения для поглощения и дисперсии в оптической области спектра.

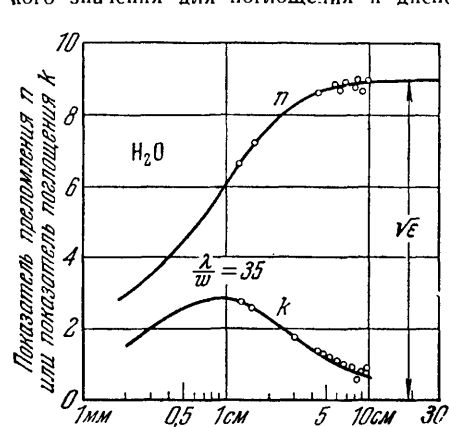


Рис. 298 Дисперсия в воде в области электрических волн.

расчете нужно пользоваться не *собственной частотой*, как в случае молекул, обладающих только поляризуемостью, но *обратной величиной времени релаксации*. Для воды она составляет около 10^{-11} сек. Это время, в течение которого степень ориентации молекул, созданной полем, уменьшается после его удаления в e раз, т. е. до 37% от исходной величины.

§ 142. Механизм поглощения света в металлах. Спектры поглощения *металлов* обладают одной особенностью: если у всех *неметаллических* веществ за полосами «связанных» электронов следуют *свободные от поглощения промежутки* (см. рис. 279), а лишь затем начинается ионное поглощение в инфракрасной об-

ласти электрических волн, где жидкости с дипольными молекулами могут являть сильное поглощение и высокие показатели преломления. Известный пример этого — вода. Между $\lambda=0,1$ м и $\lambda=10$ см ее показатель преломления возрастает от значения 1,33 (в оптической области) до 9 и диэлектрическая проницаемость $\epsilon=n^2$ до 81 (рис. 298). Объясняется это следующим образом: электрическое поле (в противоположность тепловому движению) придает осям диполей некоторое преимущественное направление. Для этого оно должно повернуть молекулы против сил, подобных силам трения. Между углом поворота и напряженностью поля возникает сдвиг фаз. При количественном

ласти, то у металлов, начиная с ультрафиолетовой области спектра, имеется дополнительное поглощение, вначале усиливающееся с ростом длины волны. Обычно оно накладывается уже на самые длинноволновые полосы, обусловленные связанными электронами (см. рис. 284). Это поглощение не позволяет возникать промежуткам, свободным от поглощения, и благодаря ему коэффициент поглощения в инфракрасной области спектра достигает величины порядка 10^5 мм^{-1} .

Это дополнительное, отсутствующее у всех остальных веществ поглощение, свойственное металлам, обусловлено их *электропроводностью* κ , т. е. возникает благодаря «свободным» электронам, или «электронам проводимости». При $\lambda > 10 \text{ мк}$ практически играет роль только это поглощение свободными электронами. Его можно вычислить, как и в области электрических волн, из электропроводности κ : магнитное поле *проникшей* в металл волны вызывает в нем вихревые токи, преобразующие энергию этой волны в тепло. Здесь справедливы те же соотношения, что и для электрических волн¹⁾, а именно:

$$n = k = \sqrt{\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\kappa}{v}} = 5,47 \sqrt{\text{ом}} \cdot \sqrt{\kappa\lambda} \quad (208)$$

и

$$K = \sqrt{\frac{4\pi}{\epsilon_0 c} \frac{\kappa}{\lambda}} = 68,8 \sqrt{\text{ом}} \cdot \sqrt{\frac{\kappa}{\lambda}} \quad (209)$$

Здесь n — показатель преломления, k — показатель поглощения, определяемый уравнением (82), K — коэффициент поглощения, определяемый уравнением (79), λ — длина волны, κ — удельная электропроводность (числовые значения см. в табл. 18, § 213, «Электричество»), ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума ($8,86 \cdot 10^{-12} \text{ а} \cdot \text{сек/в} \cdot \text{м}$).

Числовые примеры. Для серебра $\kappa = 62 \cdot 10^6 \text{ ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$. При $\lambda = 10 \text{ мк}$ (т. е. 10^{-5} м) $n = k = 136$ и $K = 1,7 \cdot 10^5 \text{ мм}^{-1}$. Для ртути, плохо проводящего металла, соответствующие числа равны $\kappa = 1,04 \cdot 10^6 \text{ ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$, $n = k = 17,6$ и $K = 2,2 \cdot 10^4 \text{ мм}^{-1}$.

При столь высоких и равных друг другу значениях n и k формула Бера для отражательной способности R значительно упрощается. Вместо уравнения (131) получается хорошее приближение, полученное Друде

$$R = 1 - \frac{2}{k} = 1 - 0,366 / \sqrt{\text{ом}} \cdot \sqrt{\kappa\lambda} \quad (211)$$

В этой формуле показатель поглощения k обуславливает лишь отклонение (обычно малое) отражательной способности от значения, равного единице (см. рис. 286).

¹⁾ Вывод см. в приложении.

§ 143. **Полное отражение электрических волн свободными электронами в атмосфере.** Электроны могут стать свободными не только в металлах, где это происходит в результате взаимодействия тесно упакованных молекул, но и в веществах, в которых отсутствует металлическая связь; в последнем случае свободные электроны образуются в результате ионизации. Такие электроны образуются, например, в верхних слоях нашей атмосферы под действием ионизирующих излучений — в первую очередь под действием коротковолнового ультрафиолетового света. На высоте 100 км число свободных электронов в единице объема имеет порядок $N_v = 10^{11} \text{ м}^{-3}$, т. е. ничтожно мало по сравнению с концентрацией электронов в металлах (например, $N_{v, \text{Cu}} = 8,4 \cdot 10^{28} \text{ м}^{-3}$).

Обусловленный этими свободными электронами *показатель преломления* можно вычислить на основании уравнения (199а). Подставляя в него собственную частоту $\nu_0 = 0$, получаем

$$n^2 = 1 - \frac{3}{1 + \frac{12\pi^2 \epsilon_0 m}{e^2} \frac{\nu^2}{N_v}} = 1 - \frac{3}{1 + 3,7 \cdot 10^{-2} \frac{\text{сек}^2}{\text{м}^3} \frac{\nu^2}{N_v}}. \quad (212)$$

При концентрации электронов $N_v = 10^{11} \text{ м}^{-3}$ уравнение (212) в видимой и инфракрасной областях (частоты порядка $10^{15} - 10^{12} \text{ сек}^{-1}$) еще не дает заметно отличающегося от единицы показателя преломления. Иное дело в области электрических волн; для $\nu = 3 \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}$ (соответственно $\lambda = 100 \text{ м}$) уравнение (212) дает $n = 0,56$, т. е. фазовую скорость, равную $5,4 \cdot 10^8 \text{ м/сек}$. Для

$$\frac{\nu^2}{N_v} < 53,8 \text{ м}^3/\text{сек}^2, \quad \text{или} \quad N_v \lambda^2 > 1,65 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-1} \quad (213)$$

уравнение (212) дает даже отрицательные значения для n^2 , т. е. показатель преломления становится мнимым. Тогда даже волны, падающие нормально, испытывают полное отражение¹⁾. В ионизованный слой не входит ни одна *распространяющаяся* волна. С помощью полного отражения можно определить величину концентрации электронов на различных высотах. Численный пример приведен в табл. 7. При $\lambda < 30 \text{ м}$ «эхо» возникает редко. Необходимые для возникновения эхо концентрации электронов $N_v > 1,8 \cdot 10^{12} \text{ м}^{-3}$ образуются лишь случайно и притом обычно лишь на высоте, начинающейся с 250 км.

Наличие свободных электронов в верхних слоях атмосферы (слои Кенелли — Хэвисайда) имеет очень большое значение для

¹⁾ Из уравнения (95) следует, что для мнимого показателя преломления $R = (\mathcal{E}_r / \mathcal{E}_e)^2 = 1$.

Таблица 7

Сигнал с длиной волны $\lambda =$	125 м	102 м
Согласно уравнению (213) сигнал полностью отражается при электронной концентрации $N_v =$	$1,1 \cdot 10^{11} \text{ м}^{-3}$	$1,6 \cdot 10^{11} \text{ м}^{-3}$
Измеренное время пробега сигнала в прямом и обратном направлениях $t =$	$6,33 \cdot 10^{-4} \text{ сек}$	$1 \cdot 10^{-3} \text{ сек}$
Концентрация N_v , приводящая к возникновению полного отражения, находится на высоте $H_r = \frac{1}{2} tc =$	95 км	170 км

радиосвязи. Они отражают электрические волны и приводят их (по искривленным путям) к удаленной цели. Отсутствие отражения для $\lambda < 30$ м позволяет коротким электрическим волнам, испускаемым Солнцем и неподвижными звездами, достигать поверхности Земли. Эти волны улавливаются громадными вогнутыми зеркалами. Такой метод «радиоастрономии» позволил, например, установить, что наш Млечный Путь является спиралевидной туманностью.

§ 143а. Свободные электроны и колебания плазмы. На примере металлов мы видим, что свободные электроны могут появляться в результате взаимодействия тесно упакованных молекул. Необходимую для этого концентрацию N_v можно вычислить из уравнения (199а), т. е. из дисперсионной формулы, применимой к тем областям спектра, в которых можно пренебречь поглощением. Разрешая это уравнение относительно n^2 , получим

$$n^2 = 1 + \frac{N_v e^2}{4\pi^2 \epsilon_0 m} \frac{1}{v_0^2 - N_v e^2 / 12\pi^2 \epsilon_0 m - v^2}. \quad (213а)$$

Два подчеркнутых в знаменателе члена можно рассматривать как новую собственную частоту v_0^* , т. е.

$$v_0^{*2} = v_0^2 - \frac{N_v e^2}{12\pi^2 \epsilon_0 m}. \quad (213б)$$

Вследствие взаимодействия между резонаторами и средой собственная частота v_0^* меньше собственной частоты v_0 независимого резонатора (электрона). v_0^* становится равной нулю, т. е. электроны становятся свободными, когда выполнено условие

$$v_0^2 = \frac{N_v e^2}{12\pi^2 \epsilon_0 m} = N_v \cdot 26,9 \text{ м}^3/\text{сек}^2. \quad (213в)$$

Свободные электроны сами по себе не могут совершать колебаний; для этого они должны быть погружены в облако положительных ионов, имеющих концентрацию, равную концентрации свободных электронов. Такая смесь электронов и ионов называется *плазмой* («Электричество», § 155).



Рис. 299. К выводу уравнения (213г).

На рис. 299 схематически представлена такая плазма, ограниченная стенками прямоугольного ящика. Пусть электрическое поле сдвигает электроны по отношению к ионам на длину Δx , так что слева возникает отрицательный, а справа — положительный объемные заряды с объемной плотностью $\rho' = N_v e$. После устранения внешнего поля электроны плазмы начинают колебаться относительно ионов с собственной частотой плазмы $\nu_{p,0}$, которая равна

$$\nu_{p,0}^2 = \frac{N_v e^2}{4\pi^2 \epsilon_0 m} = N_v \cdot 80,7 \text{ м}^3/\text{сек}^2. \quad (213г)$$

Вывод. Согласно уравнению (6) («Электричество») $\frac{\Delta \mathfrak{D}}{\Delta x} = \frac{\epsilon_0 \Delta \mathfrak{E}}{\Delta x} = \rho'$, откуда $\Delta \mathfrak{E} = N_v e \Delta x / \epsilon_0$. Эта созданная объемными зарядами напряженность поля действует на заряд e с силой $\Delta \mathfrak{K} = e \Delta \mathfrak{E} = \frac{N_v e^2 \Delta x}{\epsilon_0}$. Отношение $\frac{\Delta \mathfrak{K}}{\Delta x} = \frac{N_v e^2}{\epsilon_0} = D$ имеет смысл упругости. Принимая во внимание массу электрона m , получим для собственной частоты колебаний плазмы $\nu_{p,0}^2 = \frac{D}{m 4\pi^2} = \frac{N_v e^2}{4\pi^2 \epsilon_0 m}$.

Уравнение (212) справедливо для дисперсии непоглощающей плазмы, которая существует, помимо ионизованных газов, также и в сверхпроводящих телах. Эта дисперсия возникает *без участия вынужденных колебаний плазмы*.

Последние могут быть *дополнительно* возбуждены электрической волной, но лишь в тех местах, где волна обладает градиентом амплитуды, перпендикулярным к направлению распространения волны, что создает объемные заряды.

§ 144. Экстинкция, вызываемая малыми частицами сильно поглощающих веществ. В случаях, с которыми мы до сих пор имели дело, обе компоненты экстинкции — рассеяние и поглощение — могли рассматриваться по отдельности: первое обсуждалось в гл. XII, второе — в данной главе. Это разделение, однако, может быть проведено не всегда (см. § 125). В частности, так обстоит дело в случае экстинкции, вызываемой маленькими частицами, состоящими из поглощающих веществ.

Органические красители и металлы обладают *сильным* поглощением уже в видимой области спектра. В мелкодисперсном

состоянии они обнаруживают совершенно иной спектр экстинкции, чем в сплошном слое. Давно известный пример — рубиновые стекла. Они содержат мелкодисперсное золото, но пропускают не зеленый свет, как сусальное золото, а красный (рис. 300). Диаметр отдельных частиц золота ниже предела разрешающей способности микроскопа, но каждая частица при рассмотрении ее в темном поле дает в поле зрения микроскопа цветной дифракционный кружок. Следовательно, каждая частица рассеивает свет¹⁾. Как установлено многочисленными опытами, сравнительные доли рассеяния и поглощения сильно зависят от величины частиц: малые частицы дают очень незначительное рассеяние, ослабляя свет в основном за счет поглощения.

Особенно удобен для количественных исследований твердый раствор натрия в кристалле NaCl. Нагретый кристалл NaCl, помещенный в пары натрия, поглощает из паров дополнительные атомы Na. Механизм этого процесса известен: небольшая часть отрицательных ионов хлора решетки вытесняется и заменяется термически диффундирующими внутрь электронами. Возникшие таким путем центры поглощения коротко называют «центрами окраски».

В состоянии равновесия кристалл содержит в единице объема приблизительно столько же атомов натрия²⁾ N_v , сколько их имеется в таком же объеме пара. Так, например, при 500°C $N_v = 5 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$. При комнатной температуре $N_v = 3 \cdot 10^{11} \text{ м}^{-3}$. Столь малые концентрации нельзя обнаружить даже абсорбционным спектральным анализом (§ 140). Поэтому кристалл надо быстро охладить («закалить») и сохранить, таким образом, при комнатной температуре концентрацию, установившуюся при высокой температуре.

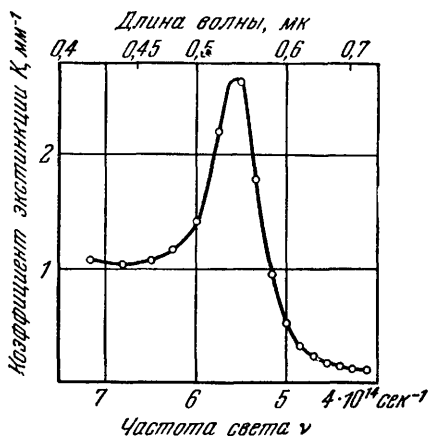


Рис. 300. Спектр экстинкции золотого рубинового стекла.

¹⁾ Этот метод обнаружения отдельных частиц называют «ультрамикроскопическим».

²⁾ С формально-химической точки зрения ион Na^+ и электрон отвечает нейтральному атому натрия.

На рис. 301 слева изображен спектр экстинкции F «замороженного» атомного раствора натрия в кристалле NaCl при двух температурах. Экстинкция обусловлена здесь только поглощением. Не видно никаких следов рассеяния.

Замороженная в кристалле NaCl концентрация может сохраняться при комнатной температуре годами. Однако при 300°C скорость диффузии имеет уже измеримую величину. Вследствие этого кристаллическая решетка может выделить часть избыточного растворенного натрия в виде коллоидных частиц, в результате чего полоса F ослабляется. Одновременно появляется новая полоса экстинкции K с максимумом при $0,550\text{ мк}$. Эта экстинкция обуславливается практически только поглощением а не рассеянием. Положение полосы K — в отличие от положения полосы F — почти совсем не меняется с температурой. При продолжительном нагревании размер частиц возрастает, их полоса экстинкции сдвигается и расширяется в сторону

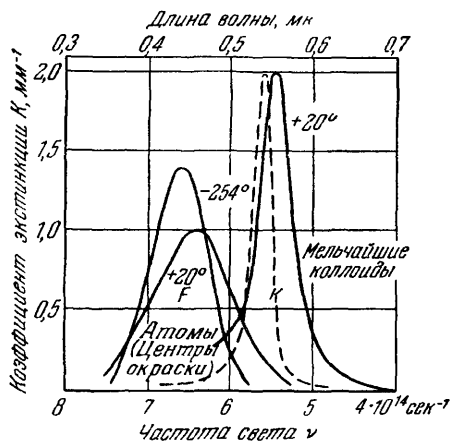


Рис. 301. Спектры экстинкции атомарного и коллоидального раствора металла (Na в кристалле NaCl , $N_v = 4,9 \times 10^{22} \text{ м}^{-3}$).

Пунктирная кривая, относящаяся к мельчайшим частицам еще не рассеивающего коллоида, вычислена с помощью уравнения (223).

длинных волн и только тогда кристалл начинает рассеивать, сначала слабо, а затем все сильнее и сильнее.

Максимум полосы K (измеренный при комнатной температуре) всегда сдвинут по меньшей мере на $0,08\text{ мк}$ в сторону более длинных волн относительно максимума полосы F . Таким образом, полоса F не переходит непрерывным образом в полосу K . Поэтому появление новой полосы следует приписать *мельчайшим* коллоидным частицам.

В случае атомарно растворенных металлов («центров окраски») форму полосы F можно описать с помощью затухающих резонаторов (см. рис. 296, а). Положение полосы определяется постоянной кристаллической решетки a (ср. сноску в § 73). Для частоты максимума при температуре 20°C установлено следующее эмпирическое соотношение:

$$\nu_{\text{макс}} a^2 = 2,02 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2 / \text{сек}. \quad (214)$$

Для коллоидально растворенных металлов форма и положение полосы K зависят от оптических постоянных металла, а именно, от значений постоянных n и k , измеренных в массивном

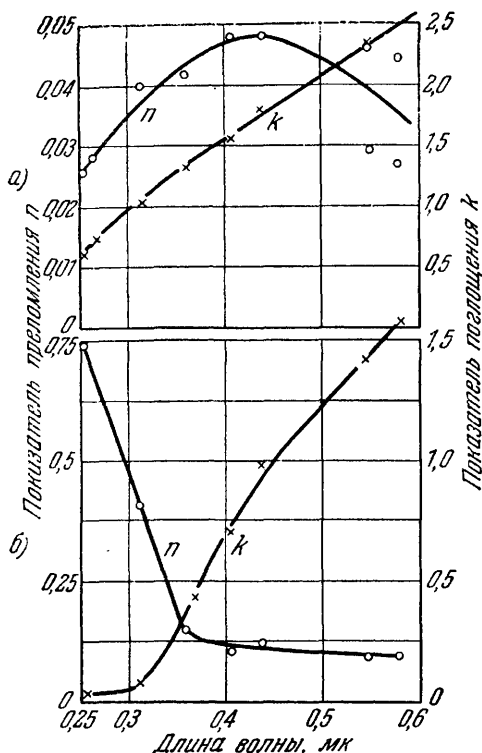


Рис. 302. Оптические постоянные натрия (а) и калия (б).

При $\lambda < 0.31 \mu$ у калия имеется область слабой экстинкции ($k < 1$), однако коэффициент экстинкции K все еще составляет около $2 \cdot 10^9 \text{ мм}^{-1}$. Ход кривых для рубидия и цезия сходен с ходом кривой для калия. Поэтому следует ожидать, что и у натрия при $\lambda < 0.25 \mu$ начнется кругое возрастание показателя преломления n .

куске. Пользуясь ими, можно вычислить для случая мельчайших коллоидных частиц (диаметр $\ll \lambda$) коэффициент поглощения K для различных длин волн. Для этого служит уравнение, вывод которого будет дан ниже в § 145:

$$K = 36\pi N_v V \frac{1}{\lambda} \frac{nk/n_u}{\left[\left(\frac{n}{n_u}\right)^2 + \left(\frac{k}{n_u}\right)^2\right]^2 + 4\left[\left(\frac{n}{n_u}\right)^2 - \left(\frac{k}{n_u}\right)^2 + 1\right]}. \quad (223)$$

Здесь n_u — показатель преломления «растворителя», λ — длина волны в воздухе, N_v — число частиц в единице объема и V — объем отдельной частицы.

Для нашего учебного примера (мельчайший коллоид натрия в кристалле NaCl) оптические постоянные натрия показаны на рис. 302. n_u — показатель преломления «растворителя», т. е. кристалла NaCl, практически постоянен и равен 1,55 (см. рис. 279). О значениях N_v и V не известно ничего достоверного, и поэтому мы вычислим лишь произведение, стоящее в правой части уравнения (223), для различных значений λ . Так мы получаем пунктирную кривую на рис. 301. Ее значение в максимуме сделано равным наблюдаемому значению путем подбора постоянной в уравнении (223). n и k почти не зависят от температуры и, следовательно, то же относится и к вычисленной функции.

Вывод. Вычисление позволило воспроизвести обе существенные черты экстинкции света, производимой мельчайшими коллоидными частицами металлов, а именно, незначительную ширину полос и ее слабую зависимость от температуры. Кроме того, вычисленный максимум почти совпадает с измеренным. Различию между ними не следует придавать большого значения. Его можно устранить незначительными изменениями интерполяционных кривых для n и k (ср. уравнение (223)).

Если для массивного металла $n \leq k$, то можно быстро оценить положение максимума. Он находится у той длины волны, для которой справедливо соотношение

$$k_{\text{металл}} = \sqrt{2} n_{\text{среда}}.$$

В этом случае знаменатель уравнения (223) равен нулю.

§ 145. Вывод уравнения (223). При *выводе* уравнения (223) поступают так же, как и в теории дисперсии (см. § 133). Вычисляют показатель преломления n_L коллоидного раствора из соотношения Максвелла

$$n_{\text{раств}}^2 = \epsilon_{\text{раств}}.$$

Диэлектрическую проницаемость *раствора* находят из электрической поляризуемости *частиц* $\mathfrak{B}/\mathfrak{E}$. Для этого нужно знать диэлектрическую проницаемость частиц, что достигается вторичным применением соотношения Максвелла:

$$\epsilon_{\text{част}} = n_{\text{част}}^2. \quad (196)$$

Этот показатель преломления для сильно поглощающих частиц есть величина комплексная, т. е.

$$n'_{\text{част}} = (n - ik)_{\text{част}}. \quad (128)$$

Уравнения (196) и (128) приводят к двум результатам: во-первых, диэлектрическая проницаемость зависит от длины волны λ ; во-вторых, показатель преломления *раствора* тоже становится комплексным, и мы получаем

$$n'_{\text{раств}} = (n - ik)_{\text{раств}}. \quad (215)$$

Отсюда можно вычислить $k_{\text{раств}}$ — искомый показатель экстинкции раствора.

Слишком ход вычисления подробнее. Начнем с расчета диэлектрической проницаемости. Это делается в два этапа. Сначала считают, что частица свободно взвешена в пространстве, т. е. еще не погружена в среду. Тогда пространство с частицами имеет диэлектрическую проницаемость ϵ_m , определяемую уравнением:

$$\epsilon_m = \frac{\text{Плотность смещения } \mathfrak{D}_m \text{ в среде с частицами}}{\text{Плотность смещения } \mathfrak{D} \text{ в среде без частиц}} \quad (216)$$

(«Электричество», уравнение (166)). Дополнительная, создаваемая частицами плотность смещения $\mathfrak{P} = \mathfrak{D}_m - \mathfrak{D}$, называемая электризацией (см. «Электричество», § 109), возникает вследствие индуцирования электрических моментов \mathfrak{W} во всех N содержащихся в единице объема шарообразных молекулах и равна

$$\mathfrak{P} = \frac{N\mathfrak{W}}{V} = N_v \mathfrak{W}.$$

Мы получаем, таким образом,

$$\epsilon_m = \frac{\mathfrak{D}_m}{\mathfrak{D}} = \frac{\mathfrak{D} + \mathfrak{P}}{\mathfrak{D}} = 1 + \frac{N_v \mathfrak{W}}{\epsilon_0 \mathfrak{E}}, \quad (217)$$

где ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума.

Теперь — существенный пункт; согласно сделанному допущению, диаметр частиц мал сравнительно с длиной возбуждающих волн. Собственная, «антенная», частота частиц при этом значительно больше, чем частота света. Кроме того, напряженность электрического поля имеет внутри частицы везде одинаковую фазу. Вследствие этого возбужденный электрический момент \mathfrak{W} можно вычислить из простого уравнения¹⁾

$$\mathfrak{W} = V \mathfrak{E} \epsilon_0 \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2}. \quad (217a)$$

¹⁾ Вывод. Электрический момент \mathfrak{W} пропорционален электризации тела \mathfrak{P} , т. е.

$$\mathfrak{W} = V \mathfrak{P}, \quad ((168), \text{«Электричество»})$$

\mathfrak{P} определяется уравнением

$$\mathfrak{P} = \mathfrak{E} \epsilon_0 (\epsilon - 1). \quad ((174), \text{«Электричество»})$$

Здесь \mathfrak{E}_1 — напряженность поля внутри тела, т. е. в мысленно вырезанной в теле продольной полости. Вследствие деполаризации эта напряженность меньше, чем во внешнем пространстве. Для шара

$$\mathfrak{E}_1 = \frac{3\mathfrak{E}}{\epsilon + 2}. \quad ((179), \text{«Электричество»})$$

Объединяя эти уравнения, получим выражение для электрического момента \mathfrak{W} шара.

Здесь ϵ — диэлектрическая проницаемость вещества частиц, \mathcal{E} — амплитуда напряженности поля, действующего на отдельную частицу.

Сопоставление уравнений (217) и (217а) дает

$$\epsilon_m = 1 + 3N_v V \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2}. \quad (218)$$

На втором этапе рассуждений считается, что частицы помещаются в растворитель с диэлектрической проницаемостью ϵ_u . Тогда ϵ нужно заменить на ϵ/ϵ_u . Затем, как и раньше, дважды применяется соотношение Максвелла. Во-первых, для показателя преломления раствора имеем (ср. § 135)

$$n_{\text{раств}} = \sqrt{\epsilon_m \epsilon_u}$$

и, во-вторых, для диэлектрической проницаемости вещества частицы —

$$\epsilon = n_{\text{част}}^2 = n^2.$$

Отсюда

$$n_{\text{раств}}^2 = n_u^2 + 3N_v V n_u^2 \frac{\left(\frac{n}{n_u}\right)^2 - 1}{\left(\frac{n}{n_u}\right)^2 + 2}. \quad (219)$$

В этой форме уравнение дает *показатель преломления* коллоидного раствора с частицами, состоящими из веществ, которые сами по себе, в массивном состоянии, *не обладают* поглощением.

Теперь распространим полученное уравнение на случай коллоидного раствора с частицами из таких веществ, которые, как, например, металлы, поглощают уже сами по себе, в массивном состоянии. В левой части уравнения $n_{\text{раств}}$ следует заменить комплексным показателем преломления раствора $n'_{\text{раств}} = n_{\text{раств}} - ik_{\text{раств}}$, а в правой части показатель преломления *частиц* n — комплексным показателем преломления, содержащим обе оптические постоянные растворенного металла, т. е.

$$n' = n - ik. \quad (220)$$

Затем решается уравнение (219). Сперва получается

$$n_{\text{раств}}^2 - k_{\text{раств}}^2 - n_u^2 - 2in_{\text{раств}}k_{\text{раств}} = 3N_v V n_u^2 \frac{\left(\frac{n'}{n_u}\right)^2 - 1}{\left(\frac{n'}{n_u}\right)^2 + 2}, \quad (221)$$

или

$$in_{\text{раств}}k_{\text{раств}} = - \text{Мнимая часть от} \left[\frac{3}{2} N_v V n_u^2 \frac{\left(\frac{n'}{n_u}\right)^2 - 1}{\left(\frac{n'}{n_u}\right)^2 + 2} \right]. \quad (222)$$

Затем пренебрегают малой разницей между $n_{\text{раств}}$ и n_u , вычисляют выражение, стоящее в скобках¹⁾, и заменяют показатель поглощения раствора $k_{\text{раств}}$ коэффициентом поглощения

$$K = \frac{4\pi k_{\text{раств}}}{\lambda}. \quad (82)$$

Таким образом получают приведенное выше уравнение (223).

¹⁾ Для вычисления комплексной дроби ее числитель и знаменатель умножают на комплексно сопряженную величину знаменателя.

§ 146. Экстинкция, вызванная крупными металлическими коллоидными частицами. Наведенный дихроизм и наведенное двойное преломление. В мельчайших коллоидных частицах металлов и красителей наблюдается только поглощение, но не вторичное излучение. Для очень малых значений l/λ «сопротивление излучения» антенн слишком мало¹⁾ (см. уравнение (163) приложения). Лишь в коллоидах с большими частицами (диаметр или периметр которых сравним с длиной волны λ) к поглощению присоединяется еще и вторичное излучение или рассеяние. При этом отдельные области коллоидной частицы возбуждаются первичными волнами уже не в одинаковой фазе. Вследствие этого появляется интерференция, вторичное излучение приобретает преимущественные направления, особенно в направлении первичного излучения: преобладает рассеяние «вперед». Следовательно, при количественном рассмотрении этих процессов уже нельзя исходить из представления о простой электрической поляризации маленьких шаров, а нужно поступать так же, как и при вычислении гармоник антенн. В такой расчет существенным образом входит форма частицы, но как раз она для крупных коллоидных частиц обычно неизвестна.

Мы не можем здесь подробно обсудить эти сложные вопросы; ограничимся качественным рассмотрением *наведенного дихроизма* (см. § 86). Для этого мы используем грубодисперсный коллоид натрия в кристалле NaCl. Такой кристалл кажется в проходящем свете фиолетовым, а в падающем — желто-коричневым. Его широкая полоса экстинкции имеет максимум около 0,59 мк. При наблюдении в поляризованном свете зависимость положения максимума от направления плоскости колебаний отсутствует.

Затем кристалл подвергают сжатию в направлении, параллельном ребру куба. Результат. Кристалл становится дихроичным, т. е. он теперь обнаруживает в поляризованном свете две налагающиеся друг на друга полосы экстинкции (рис. 303).

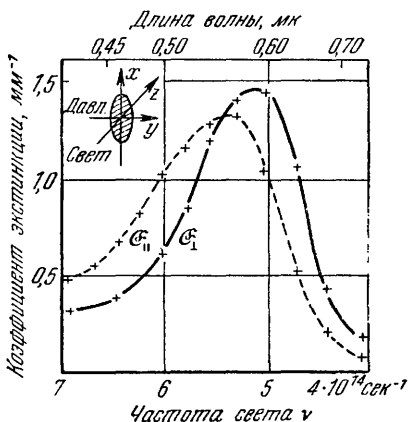


Рис. 303. Наведенный дихроизм.

¹⁾ При этом сравнении следует, однако, остерегаться распространения в литературе недоразумения: кривые экстинкции K коллоидов на рис. 301 не являются «оптическими резонансными кривыми» — их форма обусловлена дисперсией оптических констант вещества частиц.

Объяснение. Благодаря сжатию отдельные частицы приобрели продолговатую форму (она схематически показана в верхнем углу рисунка). В случае \mathcal{E}_\perp поле колеблется параллельно длинной оси частицы x , в случае \mathcal{E}_\parallel — параллельно короткой оси y . В случае \mathcal{E}_\perp для волны существенна длинная ось частицы, в случае \mathcal{E}_\parallel , напротив, короткая ось.

Все двоякопреломляющие вещества дихроичны: это необходимым образом следует из общей связи дисперсии и поглощения,

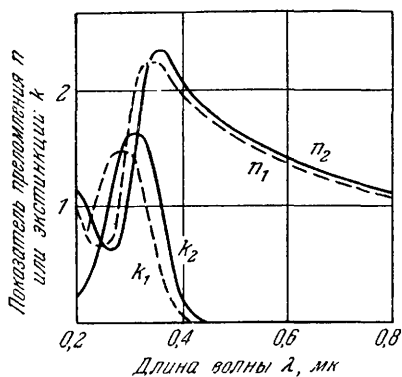


Рис. 304. График, поясняющий дихроизм всех двоякопреломляющих веществ.

которая представлена схематически на рис. 304. Сплошные кривые относятся к одному из двух поляризованных колебаний, пунктирные — к другому колебанию, совершающемуся перпендикулярно к первому. У бесцветных веществ (исландский шпат, слюда, кварц) оба спектра поглощения оканчиваются еще до видимой области, в ультрафиолетовой части спектра.

Получение очень тонких двоякопреломляющих кристаллических слоев является весьма трудным делом. Поэтому полосы поглощения, имеющие значение для двойного преломления, измерены только в единичных случаях. При наведенном дихроизме концентрация частиц, ослабляющих свет, незначительна, и поэтому нет необходимости мучиться с тонкими кристаллическими слоями. Но зато создаваемое частицами двойное преломление мало и, кроме того, оно еще маскируется двойным преломлением твердого растворителя, возникающим вследствие напряжений в нем (см. § 93). Поэтому простейшими средствами нельзя с уверенностью обнаружить двойное преломление, обусловленное параллельно ориентированными продолговатыми частицами. Но это удастся сделать другими способами. Можно различными путями получить (и притом с достаточно высокой концентрацией) параллельно ориентированные мельчайшие частицы; этого можно достичь, в частности, наложением электрического поля или погружением частиц в ламинарный поток жидкости. Поместим, например, несколько капель воды со взвешенной в ней пятиокисью ванадия (V_2O_5) между двумя стеклянными пластинками и сдвинем одну из них относительно другой на несколько миллиметров. Тотчас же слой станет двоякопреломляющим: он действует так же, как и кристалличе-

ская пластинка G на рис. 227 («двойное преломление в потоке»). Еще убедительнее демонстрационный опыт, иллюстрируемый рис. 305. Наведенное двойное преломление можно получить также с помощью полярных или неполярных, но сильно электрически деформируемых молекул. Наиболее известные примеры — нитробензол и сероуглерод. Кристаллическую пластину G на рис. 227 заменяют плоским конденсатором, наполненным одной из указанных жидкостей. Электрическое поле ориентируют перпендикулярно к направлению распространения света; используемые напряженности поля \mathcal{E} равны по порядку величины 10^4 в/см. Этот вид наведенного двойного преломления был открыт Керром (1875 г.). Опыт показывает, что для обыкновенного и необыкновенного пучков света разность показателей преломления составляет при длине волны λ

$$n_{ao} - n_o = B\lambda\mathcal{E}^2.$$

В этом уравнении «электрическую постоянную Керра» можно выразить в виде

$$B = \frac{n_{ao} - n_o}{\lambda \cdot \mathcal{E}^2} = \frac{\Delta}{\lambda} \frac{l}{l \cdot \mathcal{E}^2},$$

где l — длина пути света в электрическом поле, а $\Delta = (n_{ao} - n_o)l$ — разность хода обыкновенного и необыкновенного пучков.

Ис тол ко в а н и е. Молекулы, обуславливающие явление Керра, несимметричны, они обладают направлением преимущественной поляризации. Моменты созданных полем диполей пропорциональны напряженности поля \mathcal{E} . Кроме того, поляризованные и ориентируемые полем молекулы при увеличении напряженности поля все в большей степени способны противостоять дезориентирующему действию теплового движения. Поэтому двойное преломление растет пропорционально \mathcal{E}^2 .

Числовой пример. Для очень чистого нитробензола $B = \frac{4,3 \cdot 10^{-10}}{\text{см} (\text{в/см})^2}$. Таким образом, при $l = 1$ см и $\mathcal{E} = 10^4$ в/см

$$\frac{\Delta}{\lambda} = B \cdot l \mathcal{E}^2 = \frac{4,3 \cdot 10^{-10} \cdot 1 \text{ см} \cdot 10^8 (\text{в/см})^2}{\text{см} (\text{в/см})^2} = 4,3 \cdot 10^{-2}, \text{ или } \Delta \approx 0,04\lambda.$$

Явление Керра используется в технике для создания световых затворов. Пропускаемая анализатором световая мощность вначале возрастает приблизительно пропорционально \mathcal{E}^4 .

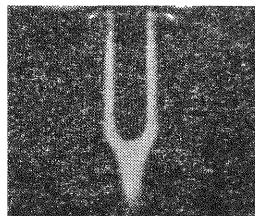


Рис. 305. Демонстрационный опыт по двойному лучепреломлению в потоке.

Фотографический позитив. Стеклоянная кювета глубиной в 1 см, наполненная водой со взвешенным в ней V_2O_5 , наблюдается с двумя скрещенными николями (см. рис. 227). При погружении стеклянной палочки слою жидкости, приходящие в движение, вспыхивают ярким красным светом. Таким же методом можно продемонстрировать турбулентное движение жидкости при ее помешивании, а также ламинарное течение жидкости в трубке с остывшими в потоке на ее стенках граничным слоем.

ЧАСТЬ ВТОРАЯ

ОПТИКА И АТОМНАЯ ФИЗИКА

ГЛАВА XIV

КВАНТОВАЯ ПРИРОДА ПОГЛОЩЕНИЯ И ИСПУСКАНИЯ СВЕТА АТОМАМИ И ЕЕ СВЯЗЬ СО СТРОЕНИЕМ АТОМА

§ 147. Предварительное замечание. В обеих последних главах мы уже довольно подробно рассмотрели взаимодействие излучения с веществом. При этом нам удалось обойтись представлениями, развитыми в «Механике» и «Электричестве». Подобный подход, составляющий содержание классической оптики, сохранит для нас и в дальнейшем свое значение, однако его применимости будут поставлены определенные границы.

Более углубленный подход откроет нам важнейшие части той области науки, которая носит собирательное название *атомной физики*. Речь пойдет о внутреннем строении атомов и молекул и свойствах их элементарных составных частей. Все достигнутые в этой области знания теснейшим образом связаны с фундаментальной константой природы — с открытым в 1900 г. Максом Планком элементарным «квантом действия» $h = 6,6 \times 10^{-34}$ *вт · сек²*. («Действием» в физике называют произведение длины на импульс, энергии на время, угла на момент количества движения; эти произведения имеют размерность работы, умноженной на время, и их измеряют в таких единицах, как, например, *вт · сек²*.)

Экспериментально постоянную Планка легче всего определить из наблюдений фотоэлектрического эффекта в металлах. Поэтому мы с него и начнем и определим значение h в демонстрационном опыте.

§ 148. Основные опыты по фотоэлектрическому эффекту. Фотоэлектрический эффект в своем простейшем виде ныне общеизвестен благодаря техническому применению «фотоэлементов» в звуковом кино и т. д. Металл испускает под действием света электроны, которые могут создать электрический ток (см. рис. 7). То, что мы имеем здесь дело именно с электронами, можно видеть из опыта, схема которого показана на рис. 306. Заряженные частицы, вырываемые светом, ускоряются напряжением в 10^4 в и летят в виде лучей (пучков) на светящийся экран L .

Магнитное поле влияет на них точно так же, как на катодные лучи. Их можно отклонить в сторону постоянным магнитом или свести в ярко светящееся пятно, надев на трубку соленоид с током.

Элементарное явление — выход отдельного электрона легко показать с помощью установки, изображенной на рис. 307. Золотое зеркало служит отрицательным цилиндрическим электродом счетчика Гейгера — Мюллера («Электричество», § 168). Ультрафиолетовые лучи могут проникать в трубку через кварцевое окошко. Импульсы тока, создаваемые отдельными электронами, вырывающимися со статистической беспорядочностью, воспринимаются на слух при помощи усилителя и громкоговорителя или регистрируются счетным механизмом. Эта установка крайне чувствительна. Чтобы привести ее в действие достаточно ультрафиолетового излучения, испускаемого спичкой, горящей на расстоянии 10 м, или тех скупых ультрафиолетовых лучей рассеянного дневного света, которые пропускаются окнами аудитории.

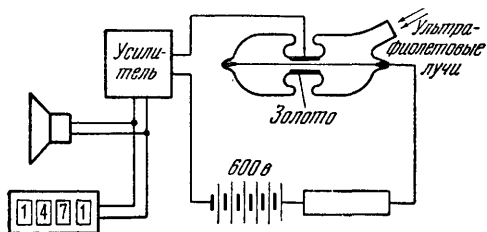


Рис. 307. Обнаружение отдельных электронов, вырываемых светом, с помощью счетчика Гейгера.

Количественное исследование этого явления приводит к далеко идущим выводам.

Воспользуемся радиально симметричной установкой, изображенной на рис. 308. «Фотоэлементом» служит шарик M ,

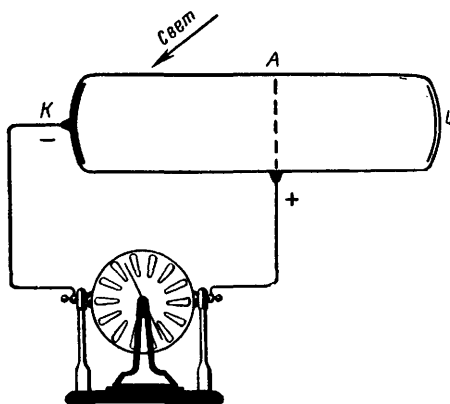


Рис. 306. Электроны, вырванные действием света из металла K , возбуждают, подобно быстрым катодным лучам, свечение люминесцентного экрана.

Если заслонить ультрафиолетовый свет или выключить напряжение, светящееся пятно на экране исчезает. Хороший демонстрационный опыт. (Калиевый катод; никелевый сетчатый анод; светящийся экран из вольфрамата кальция. В стеклянной трубке поддерживается высокий вакуум.)

§ 149. Уравнение фотоэффекта и постоянная Планка h . Фотоэлектрический ток можно получить и без помощи какого-либо электрического поля. На рис. 308 источник

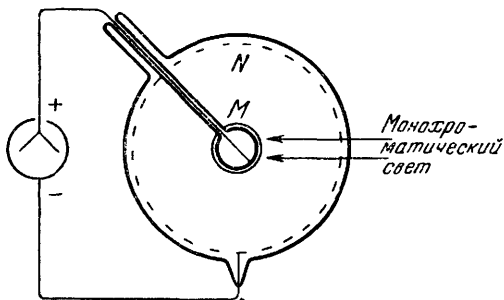


Рис. 308. К измерению постоянной Планка h в демонстрационном опыте.

M — шар, покрытый слоем калия; N — сетка из никелевой проволоки. Шкала квадрантного вольтметра рассчитана на 5 в («Электричество», рис. 130). Шар M можно наполнить жидким воздухом. Тогда при нагревании фотоэлемента весь калий осадится на шаре. На всех остальных поверхностях калия нет. В этом заключается одно из преимуществ радиально симметричной установки. Второе преимущество состоит в том, что здесь можно точно определить напряженность поля.

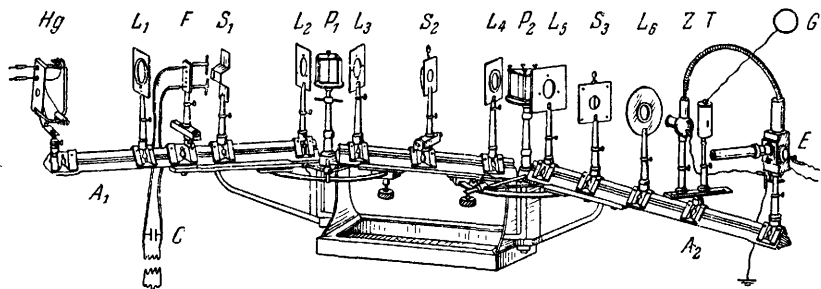


Рис. 309. Схема двойного монохроматора.

Фотоэлемент Z следует градуировать с помощью термостолбика T ; другими словами, нужно измерять отношение «фотоэлектрический ток/мощность падающего излучения» (порядок величины $5 \cdot 10^{-3} \text{ а/вт}$). E — струнный электрометр для измерения тока (см. «Электричество», рис. 129)). Z и T расположены на салазках и их можно ставить поочередно на пути лучей. Источником света служит ртутная лампа и искровой промежуток F , который можно отодвигать по направляющим салазок в сторону. Тогда линза даст изображение ртутной лампы на входной щели S_1 . При изменении длины волн плечи A_1 и A_2 поворачиваются, неахроматические линзы сдвигаются. Часто применяется также источник света с непрерывным спектром (вольфрамовая ленточная лампа). Тогда плечи остаются неподвижными, а для изменения длин волн достаточно передвинуть микрометрическим винтом среднюю щель S_2 . Щели S_1 и S_2 должны быть сделаны настолько узкими, чтобы их дальнейшее сужение уже не меняло результата (например, вида исследуемого спектра поглощения). Все плечо A_1 находится в светонепроницаемом футляре. Между рейтерами F и L_2 изображена лишь часть для этого футляра.

покрытый слоем калия, и редкая сетка N из никелевой проволоки. Вместе со статическим вольтметром этот фотоэлемент образует конденсатор емкости C .

Калиевый шар освещается строго монохроматическим¹⁾ светом. Через короткое время, зависящее от емкости и облученности ($вт/м^2$), показания вольтметра достигнут наибольшего значения. Соответствующее предельное напряжение U станет равным, например, 2,86 в. Это наблюдение дает основание для следующего заключения.

Электроны покидают облучаемый металл с некоторой скоростью; поэтому они могут создать электрическое поле между M и N . Напряжение (разность потенциалов) этого поля возрастает до какого-то максимального значения U . При этом предельном напряжении только самые быстрые электроны еще могут «пробиться» к сетке N , да и то лишь, если они вышли перпендикулярно к калиевой поверхности (рис. 310). При наклонном выходе они, не дойдя до сетки, повернут обратно и по эллиптическому пути возвратятся к шару M .

Из величины предельного напряжения U можно вычислить кинетическую энергию $W_{кин}$ самых быстрых электронов, вырванных светом. Мы имеем («Электричество», § 150)

$$W_{кин} = \frac{1}{2} mu^2 = eU, \quad (224)$$

где m — масса электрона, равная $9,11 \cdot 10^{-31}$ кг, e — его заряд, равный $1,6 \cdot 10^{-19}$ а · сек.

Числовой пример. $U = 2,86$ в, $W_{кин} = 4,6 \cdot 10^{-19}$ вт · сек; $u = 10^6$ м/сек.

В литературе обычно не принято перемножать числовые величины e и U . Пишут, например,

$$W_{кин} = 2,86 \text{ эв}$$

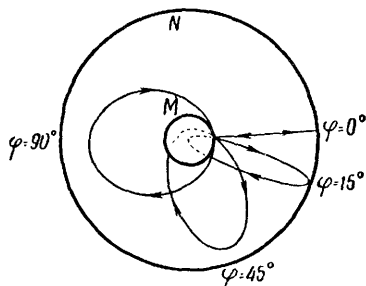


Рис. 310. Траектория четырех электронов (из числа самых быстрых) после достижения предельного напряжения.

Один из фокусов эллипсов находится в центре шара (ср. «Механика», рис. 79). Часто фотоэлементам придают форму плоского конденсатора. Тогда эллипсы вырождаются в параболы. M и N — то же, что и на рис. 308.

¹⁾ Строго монохроматический свет нужен не только для этого, но и для многих других опытов. Вследствие рассеяния на призмах и линзах его можно получить только двойным спектральным разложением. На рис. 309 показана оправдавшая себя в работе схема двойного монохроматора.

и читают «2,86 электронвольта». (Следовательно, 1 электрон-вольт равен $1,6 \cdot 10^{-19}$ вт·сек.)

Предельное напряжение U не зависит от облученности (вт/м²) поверхности металла, т. е. в классических терминах не зависит от амплитуды электрического вектора световой волны \mathcal{E} !

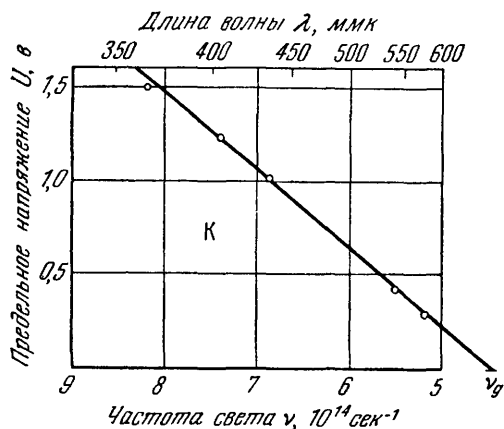


Рис. 311. Зависимость предельного напряжения в фотоэффекте от частоты света, измеренная прибором, показанным на рис. 308.

Для различных металлов значения предельной частоты ν_g различны²⁾, и поэтому прямые лишь смещены параллельно друг другу.

Для числового значения постоянной рис. 311 дает

$$\text{const} = 6,6 \cdot 10^{-34} \text{ вт} \cdot \text{сек}^2.$$

Это и есть фундаментальная постоянная, к которой Планк пришел совсем иным путем. Наиболее точным ее значением в настоящее время считается

$$h = 6,62 \cdot 10^{-34} \text{ вт} \cdot \text{сек}^2.$$

¹⁾ Так в 1905 г. А. Эйнштейн истолковал «основополагающую» работу Ленарда, хотя Ленард отнюдь не исследовал зависимость фотоэффекта от частоты света!

²⁾ Предельная частота для калия в этом демонстрационном опыте оказывается равной $\nu_g = 4,42 \cdot 10^{14}$ сек⁻¹. Полученное значение искажено вследствие контактной разности потенциалов между Ni и K («Электричество», § 244). Исключить эту ошибку здесь нетрудно. (Можно, например, сделать оба электрода из одинакового металла и защитить анод от отраженного света.) Никель становится чувствительным к излучению только при частотах, больших $1,1 \cdot 10^{15}$ сек⁻¹, но в опыте не использовались частоты, большие $9 \cdot 10^{14}$ сек⁻¹. Следовательно, отраженный свет не мог вырывать электронов из никелевого сетчатого анода.

Это было совершенно поразительным фундаментальным открытием (Ленард, 1902 г.).

В следующем опыте варьируется частота падающего света. Результат приведен на рис. 311: максимальное значение кинетической энергии линейно зависит от частоты света ν . Мы можем написать¹⁾

$$W_{\text{кин}} = eU = \\ = \text{const}(\nu - \nu_g). \quad (225)$$

Константа определяет наклон прямой на рис. 311. Этот наклон одинаков для всех металлов. Для раз-

Таким образом, уравнение фотоэффекта приобретает вид

$$eU = h(\nu - \nu_g). \quad (226)$$

Из этого уравнения можно зывести два следствия.

1. $h\nu$ означает кинетическую энергию электронов внутри облучаемого тела. Электроны получают ее от света в элементарном акте поглощения. Для самого элементарного акта имеем

$$eU = h\nu, \quad (227)$$

т. е. световая энергия поглощается отдельными порциями, зависящими от частоты ν . Элементарная порция энергии $h\nu$ коротко называется «световым квантом».

2. Величина $h\nu_g$, зависящая от вещества, имеет лишь второстепенное значение. Она определяет потерю энергии при выходе через поверхность тела, т. е. «работу выхода».



Рис. 312. Фотоэлектрическое действие рентгеновского света, сфотографированное в камере Вильсона.

Средняя длина волны 0.6 \AA соответствует $2 \cdot 10^4 \text{ эв}$. Здесь следует обращать внимание лишь на электроны с длинными следами; короткие жирные следы в начале длинных и тонких будут разъяснены ниже в § 186. (Фотография П. Оже.)

В демонстрационном опыте для определения h можно пользоваться лишь узкой областью частот, зачастую меньшей одной октавы. Однако уравнение фотоэффекта экспериментально проверено и подтверждено в широкой области рентгеновского спектра. Безукоризненные измерения произведены в области, охватывающей, по крайней мере, 10 октав. Облучались как чрезвычайно тонкие металлические пленки, так и газы. Подробности опытов (в другой связи) будут изложены ниже (см. § 182).

Электроны, вырванные рентгеновским светом, обладают вследствие высокой частоты последнего большой кинетической энергией. Поэтому их можно исследовать методами, разработанными для катодных и β -лучей. Прежде всего надо указать на камеру Вильсона («Электричество», § 168). Пример полученных

с ее помощью картин приведен на рис. 312. Узкий пучок рентгеновского света со средней длиной волны $0,6 \text{ \AA}$ проходит в направлении, указанном стрелкой, сквозь смесь 5% аргона с водородом. Рентгеновский свет поглощается только аргоном. На рисунке видно пять тонких следов практически одинаковой длины. Воспользовавшись стереоскопической съемкой, можно определить длину пробега вырванных электронов и, тем самым, их кинетическую энергию eU . Связь между длиной пробега и eU уже хорошо известна из опытов с катодными лучами. Гораздо точнее, однако, можно определить кинетическую энергию электронов, измеряя искривления их траекторий в магнитном поле. Методы, наиболее пригодные для фотоэлектрических опытов, будут описаны ниже в § 186.

То, что световое излучение поглощается в виде отдельных квантов, зависящих от частоты, есть в настоящее время один из наиболее твердо установленных фактов физики. Это утверждение будет подкреплено содержанием следующего параграфа.

§ 150. Спектральные линии атомов. Трудно указать физическое явление, которое, будучи необыкновенно выразительным и исчерпывающе исследованным, представляло бы такие трудности для понимания, как линейчатое поглощение и испускание света газами и парами. Было установлено, что испускание можно вызвать как термическим, так и электрическим возбуждением и что при различных его условиях (температура, плотность, примеси других газов, сила тока, напряженность поля и пр.) получаются спектры, довольно сильно различающиеся по своему виду. Постепенно научились отличать сложные спектры молекул от более простых спектров атомов. Многие вещества, например металлы и инертные газы, находясь в парообразном или газообразном состоянии, состоят ведь преимущественно из отдельных атомов. У других веществ такое состояние достигается лишь при очень высоких температурах. Например, если при 3000°C только 8% всех молекул водорода диссоциировано на атомы, то при 5000°C — их уже 96%. Это справедливо для стационарного равновесия диссоциации, например, в атмосфере горячих звезд. Но молекулярный водород H_2 можно заставить диссоциировать не термическим воздействием, а электрическим, и таким путем получить атомарный водород. Правда, длительность существования последнего при низких температурах мала, но соответствующими приемами можно поддерживать концентрацию атомов, достаточную для многих целей.

Во многих случаях удавалось наблюдать одни и те же спектральные линии атомов как в спектрах поглощения, так и в спектрах испускания. Здесь прежде всего надо назвать знаменитый опыт Кирхгофа (1859 г.). Он показал совпадение частоты

света при поглощении и испускании, правда, только для одной определенной линии, а именно, для линии D паров натрия¹⁾ ($\lambda = 0,589 \text{ мк}$).

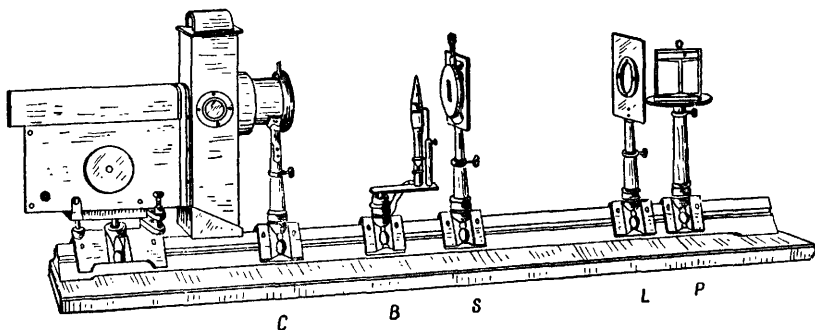


Рис. 313. Установка для наблюдения обращения спектральной линии по Кирхгофу.

Здесь опыт показывает лишь равенство частот света при поглощении и испускании. Его принципиальное значение для температурного излучения будет рассмотрено ниже в § 218.

На рис. 313 щель S спектрального прибора можно осветить двумя источниками света, находящимися один позади другого. Ближайший к щели источник представляет собой бунзеновскую горелку, пламя которой содержит пары Na (наивысшая температура около 1500°K ; жидкий металл находится у основания пламени в маленьком железном тигле). Более удаленным от щели источником света служит дуговая лампа (температура около 4000°K).

Сначала горит только горелка. На экране мы видим лишь одну желтую линию D . Затем при работающей горелке включается дуга. Ее излучение может пройти к щели только через пламя, содержащее пары натрия. Теперь мы видим светлый сплошной спектр, простирающийся от красного до фиолетового, но пересеченный как раз на месте линии D черной полосой.

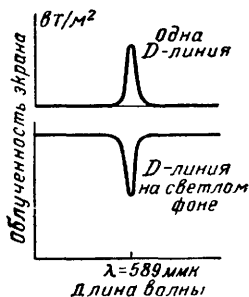


Рис. 314. К истолкованию опыта Кирхгофа.

Условимся, что значения величины, отложенной по ординате, измерены термоэлементом. Минимум нижней кривой находится на той же высоте над абсциссой, что и максимум верхней.

¹⁾ При давлении паров, используемом в демонстрационном опыте, получается только одна широкая спектральная линия. При малом давлении паров линия D распадается на две четко разделенные линии, а именно, на дублет с длинами волн $0,5890$ и $0,5896 \text{ мк}$. Силы их излучения относятся как $1:2$. В этом случае линией D кратко обозначают пару линий, находящихся в тесном соседстве (дублет).

Объяснение. Пламя, содержащее Na, само испускает только излучение, соответствующее линии *D*. На рис. 314 вверху схематически показано распределение мощности излучения в этом спектре. Когда дополнительно включается дуговая лампа, излучение, испускаемое парами Na, остается неизменным, а равное ему по частоте излучение дуги парами не пропускается. Поэтому линия *D* на экране оказывается теперь обрамленной с обеих сторон светлым сплошным спектром. В этой светлой

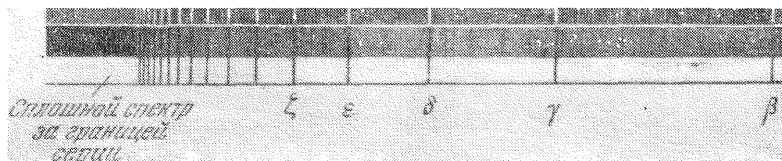


Рис. 315. Бальмеровские линии испускания и поглощения атомарного водорода.

Красная линия α , лежащая далеко вправо, не показана; линия β (486 мкм) сине-зеленая; линия ϵ (398 мкм) предельная фиолетовая. Фотографические позитивы спектров неподвижных звезд γ -Кассиопеи и α -Лебеда. К сожалению, спектры были сняты на двух различных фотопленках. Небольшие, но все же заметные различия в положениях линий связаны с тем, что пленки по-разному съезжались при их обработке.

рамке линия *D* кажется нам уже не желтой, а черной. Такое изменение цвета, как и всякое цветовое восприятие, есть чисто физиологическое явление.

Весьма эффектный пример равенства частот линий поглощения и испускания дает атомарный водород. На рис. 315 приведены его так называемые «бальмеровские линии» в спектре испускания¹⁾ (вверху) и в спектре поглощения²⁾ (в середине) атмосферы неподвижной звезды. В обоих случаях видны, хотя и слабо, линии посторонних атомов. Поэтому на рис. 315 внизу еще раз воспроизводится чистый спектр водорода.

1) Линии испускания удобно наблюдать, пользуясь электрической разрядной трубкой. Лучше всего применять трубку длиной около 2 м, наполненную влажным водородом. В середине трубка дважды изогнута под прямым углом, что позволяет вывести через окошко продольное излучение газового столба длиной около 30 см. Водяной пар не дает стеклянным стенкам быстро разрушаться образующийся при разряде атомарный водород.

2) Линии поглощения в спектре звездной атмосферы обычно называют «линиями Фраунгофера». Фраунгофер в 1814 г. пользовался этими линиями для определения монохроматичности излучения и прежде всего для измерения показателей преломления. Впрочем, Фраунгоферу была известна и светлая линия *D* в излучении пламени свечи, но он не знал, что она принадлежит натрию. Кирхгоф указал, что фраунгоферовы линии вызваны поглощением. Для подтверждения этого был придуман опыт с «обращением» (см. рис. 313), который позволил распространить спектральный анализ также и на спектры поглощения.

§ 151. Спектральные серии. Комбинационный принцип. Линии атомарного водорода располагаются с очевидной закономерностью в ряд, или серию. Швейцарец Бальмер в 1885 г. первый выразил связь между длинами волн ряда в виде общей формулы, а именно, в виде

$$\lambda = 3645,6 \frac{n^2}{n^2 - m^2} \text{ \AA} \quad (228)$$

($\text{\AA} = 10^{-10} \text{ м}$), причем n и m должны быть целыми числами. В частном случае, отвечающем рис. 315, m постоянно и равно 2, а $n = 3, 4, 5, \dots$

К. Рунге в 1888 г. заменил длину волны частотой ν , а Ридберг в 1890 г. придал «серийной формуле» для водорода вид, общепринятый в настоящее время,

$$\boxed{\nu = R_y \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right)}. \quad (229)$$

Коэффициентом пропорциональности в этой формуле служит R_y — частота Ридберга $= 3,2869 \cdot 10^{15} \text{ сек}^{-1}$.

Позднее, кроме серий Бальмера, для атомарного водорода были найдены еще и другие серии; в настоящее время известны следующие пять серий:

$$\nu = R_y \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad n = 2, 3, 4, \dots, \text{ Лайман, 1906 г.}, \quad (230)$$

$$\nu = R_y \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad n = 3, 4, 5, \dots, \text{ Бальмер, 1885 г.}, \quad (231)$$

$$\nu = R_y \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad n = 4, 5, 6, \dots, \text{ Пашен, 1908 г.}, \quad (232)$$

$$\nu = R_y \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad n = 5, 6, 7, \dots, \text{ Брэкетт, 1922 г.}, \quad (233)$$

$$\nu = R_y \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad n = 6, 7, 8, \dots, \text{ Пфунд, 1924 г.} \quad (234)$$

Серийная закономерность расположения спектральных линий свойственна отнюдь не только простейшему из атомов, атому водорода. Еще до 1900 г. она была установлена для многих атомов. Ридберг указал общую структуру серийной формулы

$$\nu = R_y \left(\frac{1}{(m+s)^2} - \frac{1}{(n+p)^2} \right). \quad (235)$$

Здесь снова m есть малое и в пределах серии постоянное целое число 1, 2, 3 ..., а n (большее m) для линий одной серии принимает значения ряда целых чисел; p является *переменным*

числом. Величины m и n складываются с малыми десятичными дробями, обозначаемыми в уравнении (235) через s и p , а в других сериальных формулах — через d и f .

На рис. 316 в одной схеме объединены три важнейшие серии спектра атома натрия. При этом двойные линии (дублеты) показаны одиночными. Границы серий показаны штриховкой.

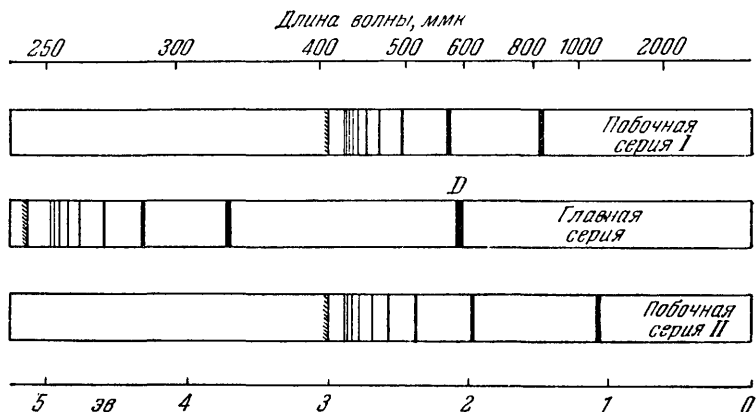


Рис. 316. Три спектральные серии атома Na.

Границы серий показаны штриховкой.

Приведем сериальные формулы, слева — в полном виде, справа — в часто употребляемом сокращенном виде, введенном Ф. Пашеном.

Главная серия

$$\nu = R_y \left(\frac{1}{(1+s)^2} - \frac{1}{(n+p)^2} \right) \quad \text{или} \quad (1s - np),$$

$$s = 0,629, \quad p = 0,144, \quad n = 2, 3, 4, \dots$$

Побочная серия I

$$\nu = R_y \left(\frac{1}{(2+p)^2} - \frac{1}{(n+d)^2} \right) \quad \text{или} \quad (2p - nd),$$

$$p = 0,144, \quad d = 0,070, \quad n = 3, 4, 5, \dots$$

Побочная серия II

$$\nu = R_y \left(\frac{1}{(2+p)^2} - \frac{1}{(n+s)^2} \right) \quad \text{или} \quad (2p - ns),$$

$$p = 0,144, \quad s = 0,629, \quad n = 2, 3, 4, \dots$$

Серии Бергмана на рис. 316 не показаны. Первая из них описывается формулой

$$\nu = R_y \left(\frac{1}{(3+d)^2} - \frac{1}{(n+f)^2} \right) \quad \text{или} \quad (3d - nf),$$

$$d = 0,070, \quad f = 0,20, \quad n = 4, 5, 6, \dots$$

Главные серии щелочных металлов удобно наблюдать в спектрах поглощения паров. В видимую часть спектра натрия попадает только наиболее длинноволновая линия *D* (см. рис. 314); все остальные линии этой серии находятся в ультрафиолетовой области. Напротив, большинство линий *побочных серий* лежит в видимой части спектра. Их легко обнаружить в спектре *испускания*; нужно высверлить положительный угольный электрод дуги, заполнить образовавшуюся лунку Na_2CO_3 и спроектировать спектр на экран.

За открытием серий последовало установление *комбинационного принципа* (Ритц, 1908 г.). Сам Ритц сформулировал его следующим образом: «Путем комбинаций (сложения или вычитания) как самих сериальных формул, так и входящих в них постоянных можно получить новые сериальные формулы. Они позволяют вычислить частоты вновь открытых и измеренных линий из ранее известных частот».

§ 152. Схема уровней атома водорода. В 1913 г. было сделано открытие, сыгравшее решающую роль в понимании спектральных закономерностей. Им мы обязаны датчанину Нильсру Бору. Было известно уравнение фотоэффекта

$$h\nu = eU \quad (227)$$

и его объяснение — поглощение света квантами, т. е. порциями энергии величиной $h\nu$. Далее, были известны формулы спектральных серий, в частности серий атома водорода

$$\nu = R_y \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (229)$$

с частотой Ридберга $R_y = 3,29 \cdot 10^{15} \text{ сек}^{-1}$ и, наконец, комбинационный принцип Ритца. Исходным для Бора служило уравнение (229). Он умножил обе части этого уравнения на постоянную Планка h и получил

$$h\nu = \frac{R_y h}{m^2} - \frac{R_y h}{n^2}. \quad (236)$$

Слева стоит $h\nu$, т. е. энергия, значит, в правой части речь должна идти о разности двух энергий. Это, решил Бор, две энергии,

которыми обладает атом в двух различных состояниях, определяемых квадратами целых чисел. Разность этих энергий поглощается или испускается в виде энергии излучения $h\nu$, когда атом совершает переход из одного состояния в другое.

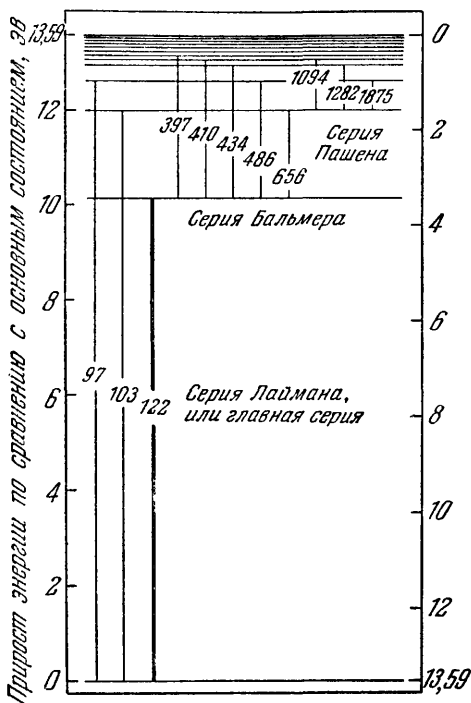


Рис. 317. Простейшая схема уровней атома водорода с тремя из пяти известных в настоящее время серий.

Длины волн указаны в мкм (10^{-9} м).

значения $n=1, 2, 3, \dots$, получаем ряд ступеней, или уровней, возможных энергий атома.

Для $n =$	1	2	3	...	∞		
До наивысшего значения энергии не- достаёт	$\frac{R_y h}{n^2}$	13,59	3,40	1,55	...	0	эв

Для энергии атома в состоянии, определяемом квадратом целого числа n , Бор написал, в согласии с уравнением (236), соотношение

$$W_n = X - \frac{R_y h}{n^2}. \quad (237)$$

Здесь X означает наибольшую энергию, которой может обладать атом после поглощения им света. Абсолютное значение X неизвестно и не играет роли. Обычно оно полагается равным нулю. Существенно лишь помнить, что меньшим абсолютным значениям дроби (т. е. большему n в знаменателе) отвечают большие энергии¹⁾.

Подставляя в дробь $R_y h/n^2$ последовательно

¹⁾ Сравнение: -10°C означает более высокую температуру, чем -200°C .

Эти значения показаны графически на рис. 317 на правой ординате; они возрастают сверху вниз.

На левой ординате нулевая точка (точка отсчета энергии) сдвинута на 13,59 эв. Вместо нуля мы имеем 13,59 эв, вместо 3,40 эв — 10,19 эв и т. д. На левой ординате показан, стало быть, прирост энергии атома относительно какой-то неизвестной энергии основного состояния. По большей части пользуются левой ординатой, хотя в некоторых случаях правая оказывается удобнее (см. § 184).

На приведенной схеме уровней атома водорода энергия $h\nu$ каждой спектральной линии оказывается разностью двух энергетических уровней. Эти разности изображены на схеме вертикальными линиями, и для некоторых из них указана длина соответствующей световой волны. В таком виде схема охватывает все пять спектральных серий (см. уравнения (230) — (234)), найденных для атомарного водорода, но названия серий и длины некоторых волн указаны лишь для трех серий.

§ 153. Схема уровней для атомов Na и Hg. В настоящее время наблюдения линейчатых спектров позволили установить схемы уровней уже для ряда атомов. Во многих случаях задача была трудной. Руководящим началом служил в первую очередь комбинационный принцип Ритца. В отличие от случая водорода, для всех других атомов оказалось невозможным обойтись при составлении схемы одной простой «лесенкой», а пришлось поставить рядом несколько лесенок. На рис. 318 и 319 даны схемы уровней для атомов Na и Hg.

Для атома натрия требуется по меньшей мере три лесенки, даже если схема уровней предназначена лишь для пояснения демонстрационных опытов. Эти три лесенки получаются из трех первых сериальных формул. В них не было принято во внимание, что линии атома Na представляют собой тесные пары

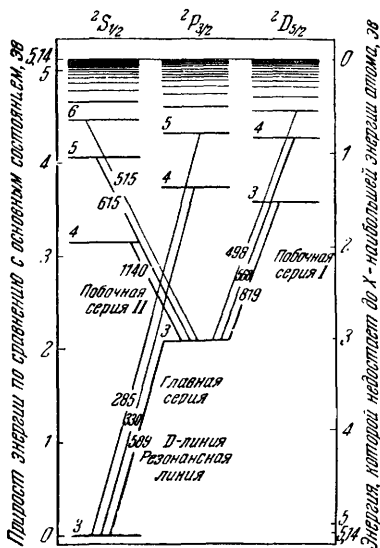


Рис. 318. Схема уровней атома натрия, упрощенная в соответствии с нашим изложением.

Тем, кого удивит, что нумерация внизу слева начинается с цифры 3, а не с цифры 1, следует обратиться к рис. 354, б. Расположенные справа лесенки серии Бергмана на рисунке не показаны. Над первой из них должна была бы стоять буква F.

линий (дублеты). (Вспомним желтую линию D !) Поэтому на рис. 318 двойные линии также изображены ординарными. Для атома Hg даже для демонстрационных целей нельзя обойтись тремя лесенками, их требуется, по крайней мере, шесть. На

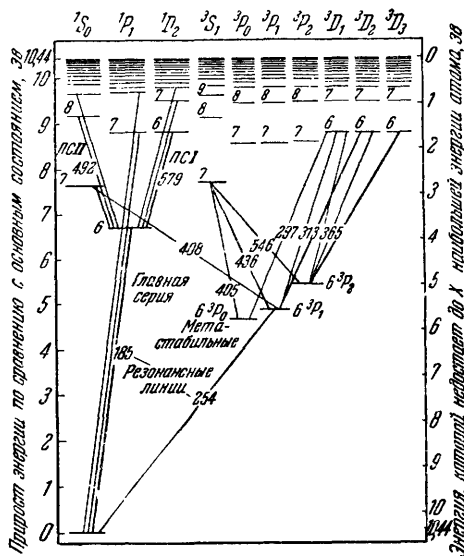


Рис. 319 Схема уровней атома ртути со спектральными линиями, наиболее часто встречающимися в демонстрационных опытах.

Слева — ординарные уровни, справа — тройные.

рис. 319 изображено целых десять лесенок. На рис. 318 и 319 важнейшие наблюдаемые на опыте спектральные линии снова изображены прямыми линиями, причем на этот раз наклонными. Однако оказывается, что такие прямые нельзя проводить произвольно между ступенями различных лесенок, ожидая появления спектральной линии для каждой такой стрелки. Возможность переходов между различными уровнями ограничена определенными «правилами отбора» (ср. §§ 170 и 229).

Каждая схема уровней устанавливается для определенной области частот, т. е. для части спектра. Для света в узком смысле этого слова она охватывает область видимого света и области, примыкающие к ней с обеих сторон. Для рентгеновского света почти всегда приводится вторая схема уровней. Самая низшая ступень схемы уровней соответствует наименьшему из энергетических состояний, участвующих в поглощении и излучении света в данной спектральной области. Это состояние называют *основным состоянием*, в отличие от всех остальных, отвечающих более высоким ступеням, или состояниям, которые называют *возбужденными*. Различают *основной уровень* и более высокие уровни.

§ 154. Обозначения энергетических уровней. Энергетические уровни каждого атома обозначают определенными символами. С течением времени эти символы неоднократно изменялись и, как показывает опыт, часто доставляют неприятности учащимся.

Покамест будем считать эти символы лишь исторически сложившимися обозначениями.

Мы будем пользоваться символами, вошедшими в употребление за последнее время. Они состоят из прописных букв, целых чисел и дробей. Так, например, уровень атома Hg с энергией 4,66 эв (см. рис. 319) обозначается 6^3P_0 (читай: шесть триплет пэ ноль).

Индекс слева вверху указывает при помощи числа 1, 2, 3, ... на принадлежность уровня к системе одиночных, двойных, тройных и т. д. уровней. Прописные буквы (S, P, D, F, ..) определяют группу «лесенок» уровней в пределах данной системы. Отдельные лесенки в пределах данной группы характеризуются индексом справа внизу. Таким же образом поступают и по отношению к каждой принадлежащей к одной группе S-лесенке, хотя эта лесенка никогда не бывает расщепленной (ср. рис. 319). Наконец, надо охарактеризовать еще ступени определенных теперь лесенок. Для этого служат большие цифры, стоящие перед латинскими буквами. Таким образом, символ Hg 6^3P_0 означает: в системе тройных уровней (триплетов) атома Hg из группы P-лесенок найди лесенку, обозначенную нулем справа внизу, а на ней ищи ступень, обозначенную цифрой 6. Ей соответствует ордината 4,66 эв.

Позже мы увидим, что эти символы содержат важные данные. Пока же, как уже говорилось, будем использовать их лишь в качестве названий. Надо надеяться, что в течение обозримого времени их не будут вновь модернизировать.

§ 155. О величинах, используемых спектроскопистами. (Только для читателей, собирающихся заниматься спектроскопией!) Спектроскописты работают только с той величиной, которая поддается непосредственному измерению с наибольшей точностью: это — длина волны λ^1). Величину, обратную длине волны, называют волновым числом ν^* . Таким образом, $\nu^* = 1/\lambda = \nu/c$. Спектроскописты делят обе части уравнения (235) на скорость света c . Тогда вместо ридберговской частоты R_y получается ридберговское волновое число $R_y^* = 109\,678 \text{ см}^{-1}$, а серийная формула (235) принимает вид

$$\nu^* = \frac{R_y^*}{(m+s)^2} - \frac{R_y^*}{(n+p)^2}. \quad (238)$$

Дроби в правой части называются термами и тогда

$$\nu^* = \text{Терм}_1 - \text{Терм}_2 =$$

= Фиксированный терм минус переменный терм.

¹⁾ Для $\lambda > 2000 \text{ \AA}$ указывается длина волны в воздухе, для $\lambda < 2000 \text{ \AA}$ — длина волны в вакууме.

При этом

Энергия светового кванта $h\nu = \nu^* \cdot 1,24 \cdot 10^{-4} \text{ эв} \cdot \text{см}$

или

Волновому числу $\nu^* = 8068 \text{ см}^{-1}$ отвечает энергия светового кванта $h\nu = 1 \text{ эв}$.

Пример: $\lambda = 5 \text{ мк} = 5 \cdot 10^{-4} \text{ см}$. Следовательно, $\nu^* = 1/\lambda = 2000 \text{ см}^{-1}$; энергия $h\nu = 2000 \text{ см}^{-1} \cdot 1,24 \cdot 10^{-4} \text{ эв} \cdot \text{см} = 0,248 \text{ эв}$.

Контрастом к порой удивительной точности измерений служит все еще сохраняющаяся небрежность терминологии. Пользуются неверным уравнением $1 \text{ эв} = 8068 \text{ см}^{-1}$ и неверным определением «волновое число есть число волн на пути в 1 см». Иными словами, путают $1/\lambda$ с $\text{см}/\lambda$.

§ 156. Обзор. Данная Бором смелая интерпретация найденных опытным путем сериальных формул совершенно не зависит от выбора модели атома. Эта интерпретация требует, помимо радикального отказа от прежних представлений, признания того, что в атоме имеются дискретные энергетические уровни; энергия $h\nu$ поглощаемой или излучаемой спектральной линии равна разности энергий двух таких уровней. Эти положения весьма наглядно поясняются схемой уровней, построенной на основании наблюдаемых в опыте спектральных серий. Плодотворность таких представлений станет очевидной из следующих параграфов. Представление о схеме уровней способно охватить и сделать понятным множество фактов. Для этого нам пока недостает лишь одной важной величины, а именно, длительности, или времени жизни, возбужденных состояний. Мы узнаем о ней в §§ 157 и 158.

§ 157. Полуширина спектральных линий. В классическом представлении поглощение и излучение спектральных линий связывается с затухающими колебаниями электронов, квазиупруго связанных с положительным зарядом атома. Изменения амплитуды колебаний таких «диполей» характеризуются логарифмическим декрементом (см. § 119)

$$\Lambda = \frac{\pi H}{\nu_0}, \quad (174)$$

а изменения энергии — временем затухания (см. § 139)

$$\tau = \frac{1}{2\nu_0\Lambda} = \frac{1}{2\pi H}, \quad (174a)$$

где H — полуширина, измеряемая разностью Δ_ν двух частот.

В § 139 мы определили полуширину H для одной из линий в спектре поглощения атома Нg и вычислили отсюда время затухания τ . Для линий спектра испускания время затухания можно измерить непосредственно, не прибегая к измерениям

полуширины H . Можно, например, использовать свет, излучаемый каналовыми лучами в водороде. Наблюдают затухание силы излучения вдоль их траектории в высоком вакууме (рис. 320). Затухание следует экспоненциальному закону как относительно времени, так и относительно пути. Если начальную силу излучения обозначить через J_0 , то через время t мы найдем

$$J = J_0 e^{-t/\tau}. \quad (239)$$

Отсюда получается точно так же, как и в случае радиоактивного распада, время затухания τ . В примере, иллюстрируемом рис. 320, время затухания возбужденного атома водорода оказывается равным $2 \cdot 10^{-8}$ сек. Оно равно по порядку величины «естественному» времени затухания, т. е. такому, которое определяется только излучением колеблющегося электрона¹⁾ («затухание вследствие излучения»). Этому естественному времени затухания отвечает «естественная» ширина линии H_s .

Отношение ν_0/H_s (см. пример в сноске) лежит ниже границы разрешения даже наилучших спектральных приборов. Поэтому при практических измерениях можно пренебрегать естественной шириной линии, другими словами, считать соответствующий цуг волн бесконечно длинным или строго монохроматическим (см. § 52).

¹⁾ Для естественного времени затухания можно написать

$$\tau_s = \frac{1}{2\pi H_s} = 4,5 \cdot 10^4 \frac{\lambda^2}{m^2} \text{ сек.} \quad (240)$$

а для отношения естественной полуширины к частоте света

$$\frac{H_s}{\nu_0} = \frac{\Lambda_s}{\pi} = \frac{e^2}{3\epsilon_0 m c^2 \lambda} = \frac{1,18 \cdot 10^{-14} \text{ м}}{\lambda}, \quad (241)$$

где ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума = $8,86 \cdot 10^{-12}$ а · сек/в · м; $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ а · сек; m — масса электрона = $9,1 \cdot 10^{-31}$ кг; $c = 3 \cdot 10^8$ м/сек; ν_0 — частота света. Уравнение (241) выводится из формул (160), (172), (176).

Числовой пример. Для $\lambda = 0,6$ мк естественное время затухания $\tau_s = 1,6 \cdot 10^{-8}$ сек, а отношение частота/полуширина, кратко называемое узостью спектральной линии, $\nu_0/H_s = 5 \cdot 10^7$.

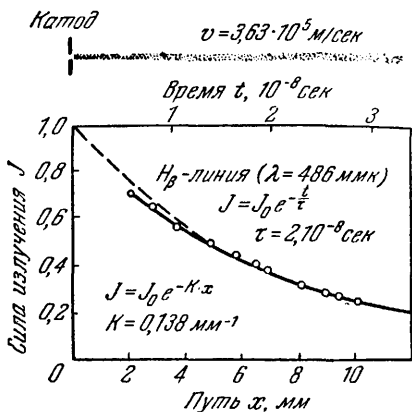


Рис. 320. Испускание света пучком каналовых лучей в высоком вакууме. Непосредственно за катодом возникают некоторые побочные явления, не представляющие в данном случае интереса. Вдоль траектории пучка изменяется сила излучения J (мощность/телесный угол, площадь K (кривая) с хорошей точностью следует пунктирной экспоненциальной кривой (Вин. 1921 г.).

В действительности же каждая линия в спектральных приборах достаточной разрешающей способности представляет собой полосу, хотя и малой, но вполне доступной для измерения ширины (см., § 139). Наблюдаемая на опыте полуширина спектральных линий всегда обусловлена вторичными явлениями. Здесь прежде всего следует назвать явление Доплера. Оно возникает как следствие беспорядочной (как по величине, так

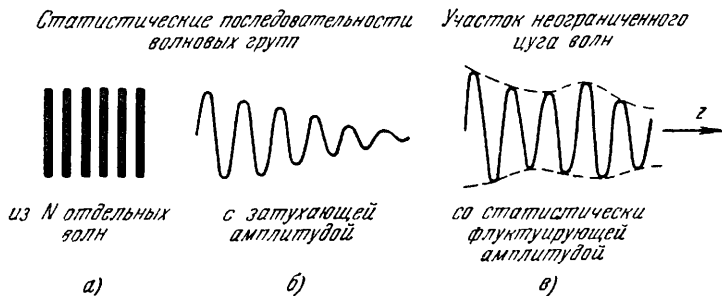


Рис. 321. К вопросу о графическом изображении излучения, отвечающего спектральной линии.

Стрелка указывает направление распространения волн. Мгновенное изображение. Число N «горбов» на рисунке сильно преуменьшено для наглядности (ср. § 52). В правой части рисунка (в) показана статистическая амплитудная модуляция. Эта картина возникает как результат наложения статистически распределенных волновых групп. Статистические флуктуации охватывают не только временные интервалы между моментами начала отдельных групп, но и амплитуды их элонгаций, перпендикулярных к направлению z , а также плоскости, в которых совершаются колебания. На рисунке изображена лишь та компонента колебаний, которая лежит в плоскости чертежа. При незначительной амплитуде модуляции рис. 321, в можно замесить картинной волнового цуга, со статистически распределенной частотной модуляцией (ср. § 164 а). Чем меньшие значения принимает для данной спектральной линии величина ν_0/H , тем неопределеннее становится частота этой линии, но тем короче становятся соответствующие ей волновые группы (а или б) и, следовательно, тем выше их локализуемость.

и по направлению) тепловой скорости атомов u . Вносимый явлением Доплера вклад в полуширину равен $H_D \approx 2\lambda u/c$ (или, при более точном усреднении по всем направлениям, $H_D = 1,48 \cdot \lambda u/c$). Этот доплеровский вклад H_D можно в каждом случае вычесть из измеренной полуширины H . «Доплеровская» полуширина H_D для водорода при комнатной температуре почти в 500 раз больше «естественной», т. е. вызванной затуханием излучения полуширины H_s .

Далее следует указать на затухание, вызванное столкновениями. Оно обусловлено соударениями излучающих атомов с окружающими их молекулами. В классическом представлении это означает, что колебания диполей из-за столкновений пре-

ждевременно обрываются и волновой цуг укорачивается. Тем самым спектральная линия расширяется¹⁾ (см. рис. 178).

Излучение, принадлежащее спектральной линии с конечной полушириной H , можно по-разному изобразить на графиках. Некоторые примеры таких изображений приведены на рис. 321.

Белый свет больше всего отличается от света спектральной линии. Белый («калийный») свет теоретически охватывает весь электромагнитный спектр, а практически — область длин волн от 0,2 мк до сотен микрон. На рис. 139 были приведены две схемы, отвечающие рис. 321, б. Рис. 322 соответствует рис. 321, в.

§ 158. Время жизни возбужденных состояний и концентрация возбужденных атомов.

В начале предыдущего параграфа мы еще раз изложили представление, с помощью которого классическая оптика пытается объяснить поглощение и излучение спектральных линий: это представление о колеблющихся внутри атома диполях. Оно пригодно для маленьких квантов энергии, например, таких, которые излучаются и принимаются радиотехническими антеннами (см. конец § 170). Но такое представление теряет пригодность для существенно больших квантов, отвечающих видимому и уж тем более рентгеновскому свету. Поэтому Бор решительно отбросил представление об излучающих в атоме диполях. Несмотря на это, язык

классического представления может быть, если и не переведен на язык квантового представления, то во всяком случае хотя бы просто перенесен на него. Тогда вместо времени затухания энергии τ колеблющегося в атоме диполя (см. уравнение (174а)) появляется *среднее время жизни* τ , в течение которого атом находится в возбужденном

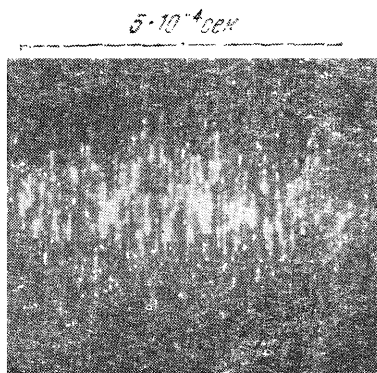


Рис. 322. Участок бесконечной волновой картины, с помощью которой можно описать белый свет.

Невозможность возникновения интерференционных полос с такими волновыми цугами должна представляться очевидной. Изображенная картина получена опытным путем. Она представляет собой зарегистрированные трубкой катодного осциллографа статистические флуктуации электрического тока, иными словами, его «шум». Показанная здесь область частот этого шума $30 \text{ сек}^{-1} - 6 \cdot 10^5 \text{ сек}^{-1}$.

¹⁾ Площадь под кривой поглощения или произведение ее полуширины на коэффициент поглощения в максимуме полосы при этом остается неизменным (ср. (205), § 140).

состоянии. Для этого *среднего времени жизни* справедливо соотношение (см. § 157).

$$\tau = \frac{1}{2\pi H}. \quad (174a)$$

Для невозмущенного атома оно равно «естественному» времени жизни. Для видимого света оно обычно имеет порядок 10^{-8} сек. Столкновения с другими атомами, молекулами, стенками сосуда и т. д., вообще говоря, сокращают естественное время жизни на несколько порядков.

Для того чтобы выразить большую полуширину (т. е. большую вариацию величины $h\nu$ относительно среднего ее значения) на схеме энергетических уровней, необходимо заменить *линии* уровней *полосами* уровней.

Время жизни возбужденных состояний определяет концентрацию N_v атомов, находящихся в возбужденном состоянии. В общем случае, если в объеме V возникает за время Δt некоторое число индивидуумов ΔN , то их равновесное (стационарное) количество лимитируется их временем жизни τ . Справедливо следующее соотношение:

$$n = \frac{\Delta N}{\Delta t} \cdot \tau. \quad (242)$$

Стационарное
Скорость
Среднее время
количество
образования
жизни

Тогда для концентрации можно написать

$$N_v = \frac{1}{V} \frac{\Delta N}{\Delta t} \tau. \quad (243)$$

Понятие времени жизни возбужденных состояний атома позволит нам в дальнейшем использовать схему энергетических уровней для объяснения важных наблюдений.

§ 159. Спектральные серии в спектрах поглощения. Главные серии. На рис. 317—319 показаны схемы уровней атомов трех сортов, а именно H, Na и Hg. Эти схемы охватывают область энергетических уровней, соответствующих ультрафиолетовому, видимому и инфракрасному свету. На этих рисунках самый нижний уровень был назван основным уровнем. Он относится к атому, находящемуся в нормальном, основном, состоянии, т. е. в таком состоянии, когда отсутствует какое-либо возбуждение атома термическими, электрическими или иными процессами. В уравнении (229) основному состоянию отвечает число $m=1$.

Атом, находящийся в *основном состоянии*, может поглощать свет только в таких спектральных линиях, для которых нижним уровнем служит основной. Серия из таких линий называется *главной серией*.

Главной серией атома водорода является серия Лаймана (см. рис. 317). Она расположена в ультрафиолетовой области, в которой свет уже поглощается воздухом. Следовательно, эту серию можно наблюдать только с помощью вакуумного спектрографа.

В бальмеровской серии, начинающейся в видимой области, нижний уровень поднят на 10,19 эв. Поэтому бальмеровская серия появится в спектре поглощения только при наличии возбужденных атомов и притом в достаточной для создания заметного поглощения концентрации N_v (см. уравнение (243)). Иными словами, скорость образования возбужденных атомов $\Delta N/\Delta t$ и их время жизни τ должны быть достаточно велики.

Оба эти условия могут выполняться при термическом возбуждении в атмосферах неподвижных звезд: температура там высока, а следовательно, велика и скорость образования возбужденных атомов. Плотность газа там мала, следовательно, длительность возбужденного состояния τ остается «естественной». Иначе говоря, она не сокращается газокинетическими столкновениями. Наши земные средства пока не позволяют осуществить оба эти условия.

Главная серия в спектре Na (см. рис. 318) начинается уже в видимой области. Первая линия этой серии — известная желтая линия D . Поэтому главную серию в спектре атома Na можно наблюдать также и в поглощении (см. рис. 313).

§ 160. Резонансная флуоресценция. На примере линий D натрия удобно показать особое свойство первых линий поглощения, исходящих из основного состояния: поглощенная энергия вновь излучается с неизменной частотой. Это явление называется *резонансной флуоресценцией*. Ее можно продемонстрировать с помощью установки, схематически изображенной на рис. 323. В ней используются пары натрия с малой плотностью (например, 100°C и давление насыщения $p \approx 10^{-7}$ торр). Первичный возбуждающий свет исходит от технической натриевой лампы. Его путь в сосуде с паром можно проследить по желтому вторичному излучению. Последнее не содержит никаких иных частот,

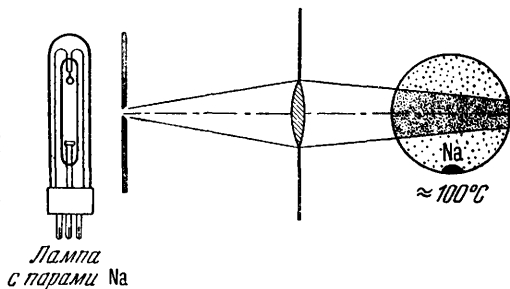


Рис. 323. Установка для демонстрации резонансной флуоресценции натрия.

То, что на рисунке показано как Na, в действительности может быть каплей сплава KNa, жидкого уже при комнатной температуре.

кроме тех, которые имеются в первичном излучении, т. е. содержит только линию D .

Резко ограниченный пучок первичного излучения окружен со всех сторон светящейся желтой оболочкой, заполняющей весь сосуд с паром. Здесь мы имеем дело с третичным излучением, возбужденным вторичным, и т. д. Весь сосуд, в котором возбуждается флуоресцентное излучение, часто коротко называют *резонансной лампой*. Благодаря своей низкой температуре резонансная лампа дает излучение, особенно близкое к монохроматическому.

В излучении *резонансной лампы* обе компоненты линии D резко разделены. Измерение времени затухания линии D даст $\tau = 1,5 \cdot 10^{-8}$ сек (см. ниже § 207). Этому отвечает испускание беспорядочной совокупности волновых групп длиной $\sigma = 4,5$ м. На одну такую группу приходится примерно $7,6 \cdot 10^6$ единичных волн («горб+впадина»). Полуширина одной компоненты, согласно уравнению (174а), равна $H = 1,06 \cdot 10^7$ сек $^{-1}$ и, следовательно, ее узость $\nu_D/H = 4,8 \cdot 10^7$.

Коэффициент полезного действия резонансной флуоресценции может достигать 1, т. е. 100%. Для этого необходима лишь низкая плотность пара, так как число газокинетических столкновений в газе должно быть мало. По тем же соображениям не следует допускать присутствия инородных молекул. В противном случае резонансная флуоресценция может ослабиться или даже вовсе исчезнуть (ср. § 162).

Теперь перейдем к истолкованию наблюдаемых явлений. Начнем с *классической* картины: атом, уподобляемый колеблющемуся диполю, успевает отдать всю поглощенную им ранее энергию, прежде чем он столкнется с другим атомом. Поэтому энергия, приобретенная атомом в результате оптического процесса, не переходит, даже частично, в тепловое движение; мы имеем дело с чистым «затуханием вследствие излучения». Наблюдаемая полуширина обусловлена побочным обстоятельством, а именно, явлением Доплера (см. § 157).

На *квантовом* языке картина описывается так: на рис. 318 между верхним уровнем линии D и ее нижним, основным, уровнем в спектре атома натрия нет никакого другого уровня. Следовательно, энергетическое состояние, достигнутое при поглощении линии D , может в результате испускания света превратиться опять только в основное состояние. При этом может излучиться свет только с частотой линии D . Коэффициент полезного действия должен составлять 100%, если время жизни возбужденного состояния меньше среднего промежутка времени между двумя последовательными соударениями частиц газа.

В спектре атома ртути имеются две резонансные линии, а именно, $\lambda=185$ и $\lambda=254$ мкм. Первая расположена у границы прозрачности воздуха; поэтому для простых демонстрационных опытов она не годится. Зато с линией $\lambda=254$ мкм экспериментировать удобно. Например, воспользовавшись ртутной лампой низкого давления ($T \approx 40^\circ\text{C}$) и кварцевой призмой, отбросим спектр на экран из платиносинеродистого бария (не покрытый защитной лаковой пленкой) и будем наблюдать излучение с длиной волны $\lambda=254$ мкм. Затем начнем выдувать из слегка нагретой колбы струю воздуха, содержащего пары ртути (рис. 324). Эта струя, проходя перед люминесцирующим экраном, дает на нем черную тень. Следовательно, атомы ртути уже в основном состоянии поглощают излучение с длиной волны $\lambda=254$ мкм. Значит, эта линия является резонансной.

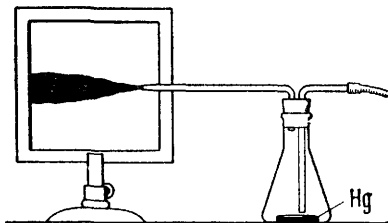


Рис. 324. Теневое изображение воздуха, содержащего ртутные пары, полученное в свете резонансной линии ртути $\lambda=254$ мкм (Фред Фишер).

Для визуальных наблюдений достаточно взять каплю ртути при комнатной температуре; тень паров ртути, испаряющихся с поверхности капли, видна вполне отчетливо. Это пример *абсорбционного спектрального анализа* (см. § 140). Его чувствительность тем выше, чем меньше полуширина спектральной полосы или линии поглощения. Особенно узки линии спектра, испускаемого холодной резонансной лампой. Такая лампа с ртутными парами была построена (се прообразом служит натриевая лампа, показанная на рис. 323) и ее резонансное излучение было промерено фотоэлементом. Оказалось, что достаточно воздушного слоя толщиной в 10 см, чтобы обнаружить содержащиеся в нем в ничтожной концентрации ($N_v=10^{16} \text{ м}^{-3}$) атомы ртути¹⁾.

Весьма прост аналогичный опыт с резонансной линией натрия. Берут бунзеновскую горелку с несветящим пламенем, ставят ее перед матовым стеклом и освещают последнее с задней стороны лампой с парами натрия. Если испарить в пламени немного соли натрия, то на этом фоне пламя покажется черным. Это удобный вариант фундаментального опыта Кирхгофа (см. § 150).

§ 161. Линейчатая флуоресценция. Резонансная флуоресценция представляет собой частный случай более общего явления. В общем случае поглощение спектральной линии переводит атом из основного состояния в какое-либо из более *высоких* возбужденных состояний. Возвращение в основное состояние может тогда произойти различными способами. Если оно осуществляется *одним* скачком, то снова излучается только пер-

¹⁾ Устройства такого типа существуют в настоящее время в продаже в виде переносных приборов. С их помощью проверяют содержание паров ртути в воздухе (охрана здоровья на фабриках и в лабораториях).

вичная частота; если же оно происходит в несколько этапов, через уровни, не использованные при поглощении, то во вторичном излучении могут появиться еще и спектральные линии, соответствующие разностям этих энергетических уровней. Так, например, облучим пары натрия первичным излучением с длиной волны $\lambda=330$ мкм (второй член главной серии). Это излучение цинковой искры. В таком случае вторичное, или флуоресцентное, излучение будет содержать не только ультрафиолетовую линию натрия $\lambda=330$ мкм, но и всем известную желтую линию D натрия (589 мкм, 2,1 эв).

Второй пример: в ртутных парах при комнатной температуре возбуждают флуоресценцию неразложенным светом технической ртутной дуги. Тогда, если сила излучения первичного света велика, то во вторичном, или флуоресцентном, излучении можно наблюдать все длины волн первичного. Объяснение. В первый момент все атомы ртути находятся в основном состоянии, т. е. могут поглощать лишь резонансную линию $\lambda=254$ мкм¹⁾. При поглощении атомы ртути переходят на энергетический уровень 6^3P_1 (см. рис. 319). Правда, время жизни возбужденного таким образом атома не превышает 10^{-7} сек. Тем не менее, при сильном первичном излучении скорость образования возбужденных атомов $\Delta N/\Delta t$ может стать столь значительной, что будет получено достаточно большое их число N (см. § 158). Согласно рис. 319 эти атомы, в свою очередь, смогут поглощать излучение других длин волн, например $\lambda=313$ и $\lambda=436$ мкм. В результате появятся уровни 6^3D_2 и 7^3S_1 . С этих уровней становятся возможным и переходы на 6^3P_2 и 6^3P_0 и т. д. При переходе от высших уровней к низшим появляются соответствующие линии спектра испускания. В таком случае говорят о флуоресценции со «ступенчатым возбуждением».

§ 162. Удары второго рода. Для наблюдения резонансной флуоресценции плотность паров должна быть мала. Кроме того, следует избегать примесей посторонних молекул. В противном случае резонансная флуоресценция ослабляется или полностью исчезает в результате газокинетических столкновений. Отсюда вытекает важное заключение: возбужденные атомы могут при соударениях отдавать запасенную ими энергию, не излучая. Такие соударения называют «ударами второго рода». Этот термин также обусловлен историческими причинами.

Энергия, отдаваемая безызлучательным путем, часто нацело превращается в кинетическую энергию обоих соударяющихся

¹⁾ О другой резонансной линии $\lambda=185$ мкм мы здесь не говорим, так как она поглощается в кварце и в воздухе.

партнеров, другими словами, целиком переходит в тепло. Вместе с тем, в ряде случаев такой процесс затрагивает лишь малую часть всей энергии, теряемой возбужденным атомом; главная же ее часть уходит на возбуждение одного из соударяющихся партнеров, ранее не возбужденного. Пример такого процесса приведен в следующем параграфе.

§ 163. Сенсibiliзирoванная флуоресценция. Резонансное излучение атомов ртути можно погасить очень любопытным способом: достаточно добавить к парам ртути пары какого-нибудь другого металла, например таллия. В качестве первичного излучения снова используется излучение ртутной линии $\lambda=254$ мкм. Тем не менее, во флуоресцентном излучении появляется теперь не только эта линия, но еще и зеленая линия таллия $\lambda=535$ мкм. Такое явление называется *сенсibiliзирoванной флуоресценцией* (Карио, 1922 г.). Объяснение состоит в следующем. Энергия возбуждения зеленой линии Tl и линий некоторых других металлов (например, Na, Ag), тоже пригодных в качестве примесей, меньше энергии возбуждения резонансной линии Hg. В схеме уровней это значит, что верхний уровень резонансной линии Hg (4,86 эв) выше верхнего уровня зеленой линии Tl (3,27 эв). При достаточной плотности паров возбужденные атомы Hg могут столкнуться с атомами Tl и перевести их в результате ударов второго рода в возбужденное состояние. На это должна затрачиваться лишь порция энергии в 3,27 эв. Остаток, т. е. $4,86-3,27=1,59$ эв, превратится в кинетическую энергию обоих соударяющихся атомов, распределенную между ними соразмерно отношению их масс. По истечении короткого времени возбужденный атом Tl излучит накопленную энергию в виде зеленой линии. Эта линия расширена вследствие эффекта Доплера, так как при переносе энергии скорость атома Tl значительно увеличилась. То же относится и к некоторым линиям Tl, находящимся в ультрафиолетовой части спектра и невидимым для глаза. Они тоже обнаруживаются в излучении сенсibiliзирoванной флуоресценции наряду с видимой зеленой линией.

§ 164. Метастабильные состояния. Мы только что рассмотрели сенсibiliзирoванную флуоресценцию ртутных паров, содержащих примесь Tl. На эту флуоресценцию своеобразно влияет добавление некоторых химически индифферентных газов, например аргона или азота, при давлении в несколько миллиметров: резонансная линия ртути $\lambda=254$ мкм гасится. Учитывая то, что нам известно о резонансной флуоресценции, это не удивительно. Более странным представляется то, что одновременно значительно усиливается флуоресцентное излучение таллия. Такое же влияние оказывают эти примеси и на

описанную в § 161 линейчатую флуоресценцию паров чистой ртути. В этом случае добавление газа также ослабляет излучение резонансной линии, одновременно усиливая излучение некоторых других линий ртути (в особенности в видимой области) с длинами волн 405, 436 и 546 мкм.

Оба эти явления можно объяснить наличием в атоме ртути уровня 6^3P_0 . Из *основного состояния* атома Hg, т. е. с уровня 6^1S_0 (см. рис. 319), нет никакого оптического перехода к этому уровню. На него можно попасть лишь окольным путем: поглощение резонансной линии $\lambda=254$ мкм переводит атом ртути из основного состояния 6^1S_0 в возбужденное состояние 6^3P_1 . В возбужденном состоянии атом Hg может столкнуться с инородной молекулой, например N_2 , и достигнуть уровня 6^3P_0 , потеряв незначительную часть своей энергии (около 0,2 эв). Этот переход не сопровождается излучением, отдаваемая энергия превращается главным образом во вращательную и колебательную энергии одного из партнеров (в данном примере N_2). Речь идет здесь, стало быть, о *столкновениях второго рода* (см. § 162). Получается следующее положение: в смеси паров Hg и Tl, не содержащей посторонних газов, наименее из достигаемых путем оптического возбуждения состояний Hg (уровень 6^3P_1) сохраняется лишь в течение промежутка времени порядка 10^{-8} сек (см. § 158). Затем следует возвращение в основное состояние, т. е. испускание резонансной линии ртути с длиной волны 254 мкм. Лишь единичные атомы Hg сталкиваются в возбужденном состоянии с атомами Tl и передают последним свою энергию возбуждения. Поэтому только немногие атомы Tl могут испускать свои линии. При добавлении же посторонних газов множество возбужденных атомов Hg переходят, обходя уровень 6^3P_1 , на уровень 6^3P_0 . Но с этого уровня нет никакого оптического перехода обратно в основное состояние 6^1S_0 атома Hg (см. рис. 319). Поэтому атом Hg может оставаться в этом состоянии очень долго (вплоть до 10^{-2} сек); такое состояние называется *метастабильным*. В течение столь большого промежутка времени возбужденный атом Hg имеет все шансы встретиться с атомом Tl и передать ему энергию возбуждения в результате столкновения второго рода; тогда становится возможным испускание линий Tl.

Таким же образом можно понять и влияние газовых примесей на линейчатую флуоресценцию паров Hg. *Вследствие большого времени жизни метастабильного состояния количество атомов Hg в этом состоянии может возрастать*. Поэтому линия 405 мкм хорошо поглощается, что переводит многие атомы в состояние 7^3S_1 . Уровень 7^3S_1 является верхним уровнем для испускания трех линий видимого спектра с длинами волн 405,

436 и 546 мк. Поэтому в спектре линейчатой флуоресценции выявляются преимущественно именно эти линии.

Атомы и молекулы, находящиеся в метастабильных состояниях, играют большую роль в процессах *переноса энергии* в газах. В электрических газоразрядных лампах такие атомы и молекулы диффундируют, не испытывая влияния электрических полей. Поэтому они могут, например, забраться в области, в которых практически отсутствует электрическое поле, отдать там путем столкновений свою энергию нейтральным атомам и тем самым ионизировать последние (см. § 166). Метастабильные атомы или молекулы способны также, сталкиваясь с поверхностью твердого тела (и, в частности, металла), вырывать из него электроны. Метастабильные молекулы N_2 обуславливают длительное послесвечение газоразрядных ламп с азотным наполнением (эти лампы не имеют технического применения).

Время жизни метастабильного состояния, разумеется, также ограничено. Обычно это состояние разрушается в результате ударов второго рода (см. § 162). Время жизни возбужденного состояния оказывается очень длительным лишь в условиях крайнего разрежения, например в газовых туманностях. Тогда энергия, запасенная в метастабильном состоянии, будет в конце концов отдаваться в виде излучения «запрещенных» спектральных линий, т. е. таких линий, которые излучаются крайне редко. Так возникают линии испускания, наблюдаемые в спектрах планетарных туманностей и полярных сияний; в земных условиях эти линии до сих пор воспроизвести не удается.

§ 164а. Самоуправляемые источники света (лазеры). В § 157 мы разобрали вопрос о затухании излучения. Оно определяет «естественную ширину» спектральной линии и верхнюю границу отношения «частота/полуширина», или «узость», линии ν_0/H . При $\lambda \approx 0,6$ мк $\nu_0/H \approx 5 \cdot 10^7$. Недавно удалось перешагнуть эту границу, воспользовавшись новой техникой, которая начала применяться в области коротких электрических волн. Речь идет об открытии в 1958 г. нового самоуправляемого процесса на сантиметровых волнах, реализуемого в приборе, называемом *мазером*¹⁾. В этом процессе в качестве источника энергии используется энергия, *запасенная возбужденными молекулами* в метастабильных состояниях. Перенесение такого метода, использующего самоуправляемый процесс, на источники света позволяет не только получать спектральные линии, обладающие доселе недостижимой узостью ν_0/H , но и концентрировать это необычайно монохроматическое излучение в очень малых телесных углах. При этом *плотность излучения* S^* (яркость) в выходном отверстии прибора (лазера) может стать почти столь же большой, как и у поверхности Солнца. *Приве-*

¹⁾ Microwave amplifier by stimulated emission of radiation. Микроволновой усилитель на стимулированном испускании излучения.) Аналогичный прибор, действующий в оптическом диапазоне, называется *лазером*.

денная плотность излучения $\partial S^*/\partial \lambda$ (см. § 219) достигает порядков величины, которые невозможно было получить ранее, что позволяет поставить ряд необыкновенных опытов. Таким образом, мы имеем здесь дело с важным экспериментальным достижением. В техническом отношении все это находится еще в стадии интенсивной разработки. Поэтому лучше всего начать изложение с описания принципа действия тех лазеров, которые уже

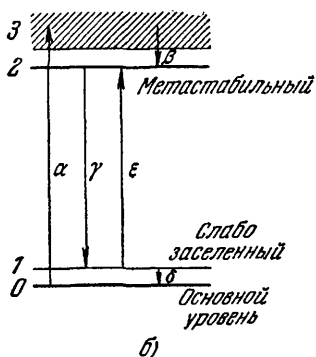
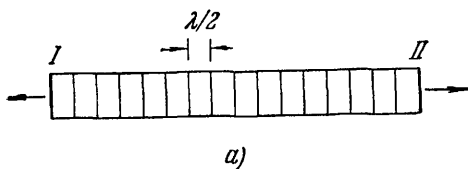


Рис. 325. Схема лазера из твердого тела (а) и энергетическая схема люминесцирующего вещества, пригодного для использования в таком лазере (б).

Стрелки на верхней схеме показывают направление излучения; цифрой 3 обозначена широкая энергетическая зона, или область сплошного поглощения, примыкающая к длинноволновой границе поглощения.

Собираясь в очень малом телесном угле, распространяется в направлении, перпендикулярном к указанным выше поверхностям.

Синфазность излучения во всех пучностях стоячих волн обеспечивается самоуправляемым процессом. Как достичь этого? Ответ. Между полупрозрачными поверхностями I и II помещают вещество, в котором можно достичь особенно сильного заселения метастабильных уровней. Схема энергетических уровней такого вещества может быть, например, такой, как на рис. 325, б.

С основного уровня 0 имеется переход α в широкую зону 3, иначе говоря, поглощение света может происходить в широкой

удалось осуществить на опыте. Дадим объяснение на примере одного из наиболее наглядных устройств.

Между двумя строго параллельными поверхностями, покрытыми полупрозрачными зеркальными слоями (рис. 325, а), создаются стоячие световые волны (иначе говоря, собственные колебания в системе, являющейся в данном случае одномерной). Тонкими линиями на рисунке показаны плоскости, в которых лежат узлы этих стоячих волн. Во всех пучностях излучение атомов возбуждается в одинаковой фазе. Расстояние между соседними синфазно излучающими поверхностями составляет $\lambda/2$. Благодаря очень большому числу эквидистантных волновых центров выход излучения в стороны устраняется и все излучение, сосредото-

полосе. С уровня 3 имеются безызлучательные переходы β на метастабильный уровень 2. Переходы γ с уровня 2 на уровень 1 приводят к *излучению* узкой спектральной линии с частотой ν . С уровня 1 происходит безызлучательный переход δ снова на основной уровень 0. Уровень 1 расположен над уровнем 0, и близко от него; термическое возбуждение способно обеспечить лишь слабое заполнение уровня 1, т. е. лишь малая доля всех атомов обладает энергией, выражаемой этим энергетическим уровнем. *Поглощение света* может вызвать переходы ϵ ; обратные им переходы γ приводят к излучению света такой же частоты. Таким образом, здесь идет речь о люминесцирующем веществе. Для возбуждения его люминесценции, в первую очередь в результате переходов α , требуется источник вспомогательного излучения. Таким источником может, например, служить газосветная лампа, спирально закрученная вокруг лазера. Теперь укажем на чрезвычайно важное обстоятельство; при очень большой мощности вспомогательного излучения (мощности «накачки») уровень 2 в результате переходов α и β может оказаться *заполненным в большей степени*, чем уровень 1. При этом возникает нечто новое: точно так же, как и при возбуждении излучением слабой мощности, *спонтанные* переходы γ вызывают излучение света частоты ν . Однако на этот раз люминесцентное излучение уже не претерпевает частичного *поглощения* в лазере; оно вызывает не переходы ϵ , как в случае слабо заполненного уровня 2, а переходы γ , направленные в обратную сторону по отношению к переходам ϵ ; оно *«стимулирует» излучение*. Часть созданного таким образом излучения распространяется вдоль лазера и образует стоячие волны (см. 325, а). В их пучностях возникает сильное стимулированное излучение. При этом в атомах, находящихся в пучностях, возбуждается излучение люминесцентной спектральной линии (переходы γ), отрегулированное так, что испускание происходит *в одной и той же фазе*¹⁾.

Теперь укажем на второе важное обстоятельство. *Стимулирующее* излучение (первоначально возникающее благодаря *спонтанным* переходам γ) имеет кривую спектрального распределения с полушириной H . В области этой полуширины лежит много частот, для которых возможны стоячие волны. Из них преимущественной является частота ν_0 , наиболее близкая к се-

¹⁾ С помощью специальных приемов, например путем охлаждения, можно в значительной степени устранить *спонтанные* переходы γ . Тогда описанный выше процесс можно «запустить» светом с частотой ν , подводимым к лазеру извне. В этом случае лазер работает не как *генератор*, а как *усилитель* световых колебаний. Вспомним об аналогичных явлениях в электрическом колебательном контуре, присоединенном к триоде для создания обратной связи.

редине кривой спектрального распределения. Пусть испускание, стимулированное волнами частоты ν_0 при первом прохождении стоячих волн через максимум, в a раз сильнее испускания, стимулированного частотами ν' и ν'' , расположенными по обе стороны от частоты ν_0 и также дающими стоячие волны. Тогда при n -кратном прохождении излучения через лазер свет с частотой ν_0 будет стимулировать вынужденное излучение в a^n раз сильнее, чем свет с частотами ν' и ν'' ; отсюда следует, что кривая спектрального распределения *стимулированного* излучения

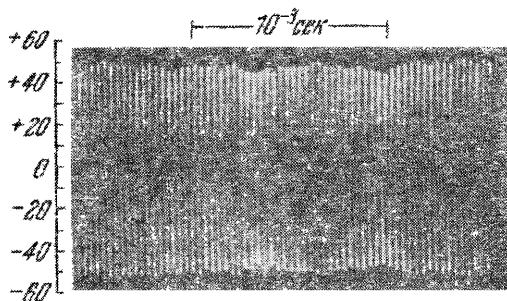


Рис. 326. Короткий участок волновой картины, создаваемой непрерывно звучащим свистком.

$\nu_0 = 3 \cdot 10^4 \text{ сек}^{-1}$, $\lambda = 1,2 \text{ см}$. Картина зарегистрирована с помощью электростатического микрофона и катодного осциллографа. При надлежащем подборе давления воздуха и ширины щели свистка статистические флуктуации амплитуды удается уменьшить: в результате двусторонняя стрелка, изображенная на рис. 327, становится короче.

материала для кристаллических лазеров можно назвать флуорит с добавкой двухвалентных ионов самария или Al_2O_3 с добавкой трехвалентных ионов хрома (рубин). В случае рубинового лазера на схеме рис. 325, б должен отсутствовать уровень 1; стрелки γ и ϵ связывают метастабильный уровень 2 непосредственно с основным уровнем. Поэтому для того чтобы создать заселенность уровня 2, превосходящую заселенность уровня 1 (что служит необходимым условием получения стимулированного излучения), необходимо работать с очень большими мощностями «накачки» (импульсная лампа с длительностью импульса около 10^{-3} сек и с мощностью излучения около $1,5 \cdot 10^6 \text{ вт}$). Рубиновый лазер с излучающей поверхностью в 1 см^2 дает в течение 10^{-3} сек красное монохроматическое излучение мощностью несколько сот ватт. На экране, удаленном на несколько метров, вспыхивает маленькое красное пятнышко; оно показывает, что излучение этого лазера сосредоточено в очень узком телесном угле.

Как уже было сказано, спектральная линия, излучаемая лазером, может иметь полуширину, меньшую естественной ши-

становится исключительно острой. Ее узость ν_0/H достигает громадных значений (см. ниже).

В настоящее время найдено множество люминесцирующих веществ, схема энергетических уровней которых близка к изображенной на рис. 325, б; линия спектра люминесценции таких веществ лежит в видимой или близкой инфракрасной области.

Обычно работы ведутся со слабыми твердыми растворами кристаллов или пластмасс. Применяются также смеси идеальных газов. В качестве примера

рины линии (см. § 157). Поэтому такую линию невозможно выделить обычным оптическим спектральным прибором. Здесь приходится применять иной метод; поясним его на примере, заимствованном из акустики. На рис. 326 показаны волны, испускаемые маленьким свистком, о котором мы неоднократно говорили в «Механике» (там это был рис. 344). На этом рисунке видна флукутирующая амплитудная модуляция воли («Механика»). Ее легко изобразить графически в виде кривой распределения I на рис. 327.

Амплитудно-модулированная синусоидальная волна содержит информацию о поведении излучателя. Эта информация сохраняется при преобразовании амплитудно-модулированной волны в волну, модулированную по фазе. Для такого преобразования достаточно наложить на нашу волну другую, сдвинутую по фазе на 90° синусоидальную волну той же частоты, но с постоянной амплитудой (и, следовательно, не несущую никакой информации) («Механика»)¹⁾. Тогда вместо кривой I на рис. 327 получаем кривую II на том же рисунке; здесь по оси абсцисс отложена частота.

После возведения ординат этой кривой в квадрат получается

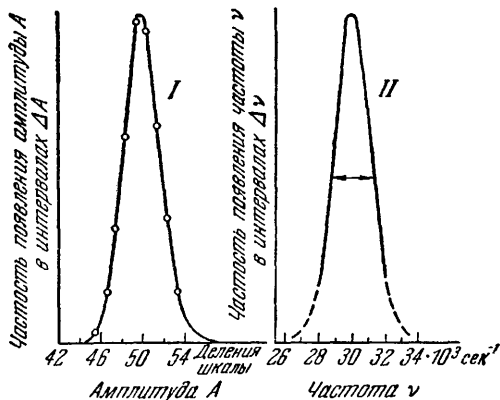


Рис. 327. Кривые распределения.

Кривая I показывает, насколько часто излучение обладает амплитудой A , заключенной в интервале от A до $A+\Delta A$. Эта кривая построена на основании измерения амплитуд по увеличенной фотографии (рис. 326). Кривая II показывает, насколько часто излучение обладает частотой ν , лежащей в интервале между ν и $\nu+\Delta\nu$. (Мощность излучения пропорциональна A^2 и ν^2)

¹⁾ Такое преобразование можно пояснить с помощью маленького механического прибора, в котором производится сложение модулированного колебания со вспомогательным колебанием той же частоты, но сдвинутым по фазе на 90° относительно модулированного колебания. Этот прибор изображен в томе «Механика»; следует лишь дополнить его экранчиком с вертикальной щелью, помещенным перед серединой «галии» прибора. (Обычно щель отображают на стенной экран путем теневой проекции.)

При амплитудной модуляции соотношение амплитуд основного и вспомогательного колебания периодически изменяют. Это можно осуществить периодическим горизонтальным перемещением прибора позади щели на небольшие расстояния. Тогда в пределах щели видны лишь изменения фазы результирующего колебания, но не изменения его амплитуды A_r , т. е. величины максимального отклонения. Следовательно, амплитудная модуляция превратилась в фазовую или частотную модуляцию.

кривая, ординаты которой пропорциональны мощностям излучения, другими словами, получается обычная *кривая спектрального распределения*. Из ее полуширины H можно определить отношение ν_0/H (в нашем примере оно равно примерно 23). Чем больше узость ν_0/H , тем монохроматичнее излучатель.

То, что было сказано здесь о звуковых волнах, испускаемых маленьким свистком, соответственно справедливо и для световых волн, излучаемых лазером. Необходимо лишь проанализировать огибающую статистически флуктуирующих изменений амплитуды с помощью одного из современных электрически действующих анализаторов («Механика»). При помощи лазеров удалось получить величину ν_0/H , превышающую 10^{13} ; максимальное значение ν_0/H , достигнутое ранее, составляло $5 \cdot 10^7$ (см. § 160). Монохроматичность, даваемая лучшими лазерами, уступает лишь монохроматичности γ -излучения, не сопровождаемого отдачей, которое открыл Мёссбауер.

§ 165. Соударения медленных электронов с атомами. Графическое изображение схемы уровней весьма наглядно показывает нам, какова энергия тех или иных состояний, которыми может обладать атом. Оно, однако, ничего не говорит о том, что изменяется в атоме, когда он переходит из одного состояния в другое. Одних оптических наблюдений для ответа на этот вопрос недостаточно; необходимо привлечь данные электрических опытов, касающихся соударений медленных электронов с атомами. Речь идет здесь о двух вопросах.

1. Какой *наименьшей* энергией должен обладать электрон, чтобы при соударении с атомом расщепить его на положительный ион и электрон (см. § 166)?

2. Какой *наименьшей* энергией должен обладать электрон для того, чтобы его соударение с атомом было *неупругим*, т. е. могло бы сопровождаться потерей энергии (см. § 167)?

Ответ на каждый из этих вопросов лучше всего искать, исследуя разреженные пары ртути. Экспериментальные установки в обоих случаях крайне сходны (рис. 328 и 329). В каждой из них имеется источник электронов K (нынче, как правило, подогревный катод, см. «Электричество»), N — проволочная сетка и A — анод, т. е. те же компоненты, которые имеются нынче в любом триоде. Этому устройству обычно придается цилиндрическая симметрия, но мы изображаем для наглядности плоское расположение.

В обоих опытах электроны между K и N ускоряются электрическим полем. Достигая N , они приобретают максимальную кинетическую энергию $\frac{1}{2} m v^2 = eU$. В обоих опытах происходят

столкновения между электронами и атомами. Наконец, в каждом из опытов электрическое поле между N и A замедляет электроны, пролетевшие вправо через сетку. Надлежащим выбором этого поля можно помешать достигнуть электрода

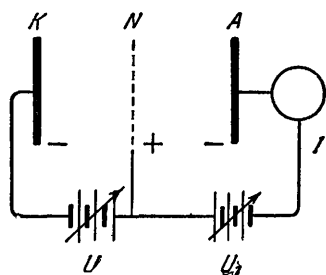


Рис. 328. Ионизация атома электронным ударом (Ленард, 1902 г.).

При выполнении этого опыта следует устранить некоторые источники ошибок, искажающие результаты опыта, например, вырывание из пластины A электронов светом, который может возникнуть в области между K и A . Часто оказывается достаточным покрыть A слоем сажи.

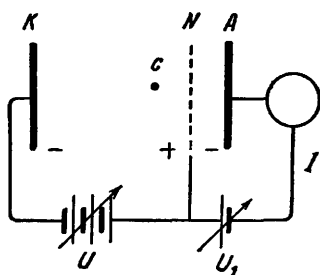


Рис. 329. Возбуждение резонансной линии электронным ударом и измерение работы возбуждения (Франк и Герц, 1914 г.).

Этот поучительнейший опыт следовало бы включать в каждый лабораторный практикум для начинающих.

A либо самым медленным электронам, либо вообще всем электронам. U_1 называют *тормозящим напряжением* (см. рис. 329).

§ 166. Ионизация атомов электронным ударом. Будем искать наименьшую энергию, которой должен обладать ударяющий электрон, чтобы расщепить нейтральный атом на положительный ион и свободный электрон. Тормозящее напряжение U_1 поддерживается все время несколько большим, чем ускоряющее напряжение U . Тогда до A не доберется ни один электрон; его смогут достичь только положительные ионы.

Измеряется зависимость силы тока I от ускоряющего напряжения U . При малых напряжениях сила тока имеет малую величину, что в данном случае связано с побочными явлениями. Существенным является крутой подъем тока при $U \approx 10,4$ в. Он означает, что здесь внезапно начинается процесс образования большого числа положительных ионов. Энергия 10,4 эв есть наименьшая энергия, требуемая для расщепления атома ртути на положительный ион и электрон. Ее называют *работой ионизации* атома ртути.

В настоящее время схема энергетических уровней атомов ртути известна (см. рис. 319). На этой схеме 10,4 эв есть наи-

высшее значение, соответствующее границам серий. Отсюда с необходимостью вытекают два заключения:

1. Если атом переходит в состояние, характеризующееся большей энергией, то это связано с перемещением электрона в атоме.

2. Наивысшему значению энергии, равному 10,4 эв, соответствует перенос электрона в атоме из основного состояния на внешнюю границу атомной области. Атом становится положительным ионом, он больше не в состоянии удержать электрон, находящийся на границе атома; электрон становится свободным.

§ 167. Возбуждение атомов электронным ударом. Будем искать наименьшую энергию, которой должен обладать электрон, чтобы совершить неупругое соударение с атомом ртути, т. е. такое соударение, при котором электрон будет отдавать свою энергию. Пусть $U_1 \ll U$ (см. рис. 329). Тогда от пластинки *A* будут «отгоняться» только самые медленные электроны, образовавшиеся в результате неупругих столкновений.

В таком опыте снова измеряется зависимость силы тока I от ускоряющего напряжения U . На рис. 330 приведены результаты измерений, выполненных с ртутными парами. Пользуясь схемой уровней для атома ртути, получим для этих результатов следующее объяснение.

При $U=4,9$ в электроны приобретают непосредственно перед сеткой *N* кинетическую энергию, равную 4,9 эв. Это совпадает с энергией уровня 6^3P_1 . Когда эти энергии сравниваются, удар становится неупругим. Электроны передают свою энергию атомам, с которыми они столкнулись, в результате чего последние возбуждаются до уровня 6^3P_1 ;

ударяющие электроны теряют свою кинетическую энергию; не имея скорости, они больше не могут лететь от *N* к *A*. Поэтому сила тока внезапно круто падает (отрезок β на кривой рис. 330).

При дальнейшем повышении напряжения U энергия возбуждения достигается уже перед сеткой на некотором расстоянии от нее, например в точке *c*. Теперь электроны уже в этой точке теряют свою скорость вследствие возбуждения уровня 6^3P_1 . Но на остатке пути, т. е. вдоль пути cN , они снова ускоряются и



Рис. 330. Периодическое появление медленных электронов при возбуждении резонансной линии ртути (254 мкм) электронным ударом.

Одни за другими, на расстоянии 4,9 в, расположены два максимума и два минимума. Этот результат не искажается наличием контактной разности потенциалов.

благодаря приобретению известной скорости стичь A . Ток снова возрастает (отрезок γ на кривой рис. 330). При $U=9,8$ в энергия возбуждения уровня 6^3P_1 достигается на пути KN дважды: первый раз в *середине* этого пути и второй раз — непосредственно *перед* сеткой. В результате ток снова падает (отрезок δ на кривой рис. 330). Электроны, потерявшие скорость, опять не могут пройти от N к A .

В других случаях возбуждение энергетических уровней электронным ударом можно весьма просто обнаружить оптическим путем. В видимой части спектра удобнее всего проводить визуальные наблюдения со спектроскопом. При превышении определенных напряжений видно появление новых спектральных линий. Тогда энергия электрона eU должна равняться энергии верхнего из атомных уровней, соответствующих этим линиям. В демонстрационных опытах появление добавляющихся линий часто приводит к эффектной перемене цвета. Для демонстрации в большой аудитории удобна установка, изображенная на рис. 331.

Важный вывод из содержания этого параграфа можно сформулировать так: схема энергетических уровней атомов опирается не только на *оптические* измерения частот, соответствующих сериям. Значения отдельных уровней энергии можно определить также и из *электрических* измерений, а именно на основании изучения электронных ударов.

§ 168. Сплошной спектр за границей серии. Рекомбинационное свечение. Двойные и тройные столкновения. Разрабатывая в § 135 схему уровней, мы не интересовались вопросом о том, что происходит в атоме во время его возбуждения. На этот вопрос мы получаем первый, но уже весьма содержательный ответ из опытов с электронными ударами (см. §§ 165—167): во время возбуждения электрон изменяет свое положение внутри атома; в предельном случае ионизации электрон достигает внешней границы атома и становится свободным. Атом превращается в положительный ион.

опять могут до-

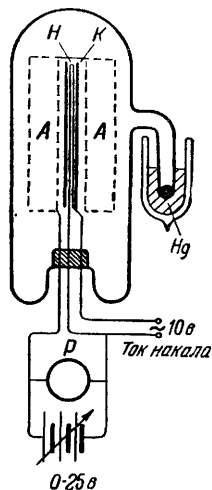


Рис. 331. К созданию возбуждающих напряжений в смеси неона и паров ртути.

Источником электронов служит накаливаемый катод с косвенным подогревом. В данном случае это — трубка из керамической массы, содержащей BaO_2 . Она нагревается изнутри излучением вольфрамовой проволочки до темного каления. Анодом служит проволочная «клетка», состоящая из двух концентрических никелевых спиралей. При $U=15-20$ в видно зеленовато-голубое свечение паров ртути; при 20 в трубка светится красным светом (красные линии неона), при 21 в — желто-красным светом (красные и желтые линии неона). Абсолютные значения этих напряжений искажены, приблизительно на 2 в из-за контактной разности потенциалов между анодом и катодом.

Исходя из этой картины, вернемся еще раз к схеме уровней. При ее построении мы пока учитывали только спектральные линии, но не широкие сплошные спектры, примыкающие к коротковолновым границам серий. Подобный «сплошной спектр

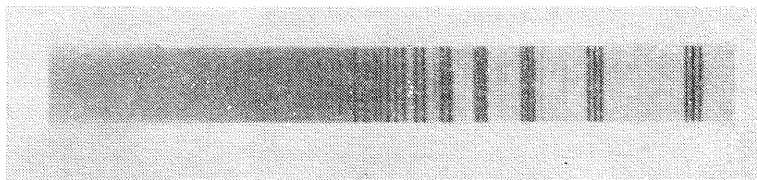


Рис. 332. Побочные серии в спектре излучения паров калия и сплошной спектр за границей серии. Снимок Крефта; фотографический позитив.

за границей серии» отчетливо виден как в спектре испускания, так и в спектре поглощения (см. рис. 315). На рис. 332 приведен в качестве еще одного примера сплошной спектр, примыкающий к обеим побочным сериям в спектре испускания атома калия.

Учет сплошного спектра за границей серии ведет к важному обобщению схемы уровней (рис. 333, грубая схема). Для представления спектральных линий нужны дискретные энергетические уровни, изображаемые черточками. Для представления сплошного спектра требуются не отдельные черточки, а широкая сплошная полоса. Проще всего пометить ее штриховкой. Приведем сразу же некоторые примеры применения такой усовершенствованной схемы уровней.

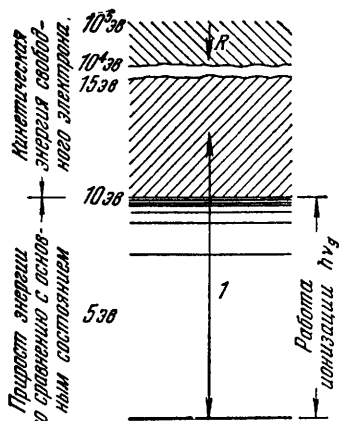


Рис. 333. Схема простой лесенки уровней с примыкающей к ней сплошной энергетической полосой.

Верхняя заштрихованная область понадобится нам далее в § 182. Следует обратить внимание на изменение масштаба ординаты над линией разрыва.

1. Пусть ν_0 — предельная частота главной серии, за которой начинается сплошной спектр. Тогда $h\nu_0 = W_J$ есть работа ионизации атома, находящегося в основном состоянии.

2. Нарисуем двустороннюю стрелку 1, один конец которой лежит в основном состоянии (невозбужденное состояние атома), а другой — где-то в широкой полосе. Применительно к процессу поглощения стрелка 1 означает, что атом, находящийся в основ-

ном состоянии, может поглощать и такой свет, энергия кванта которого $h\nu$ превосходит работу ионизации атома W_J . При этом электрон покидает пределы атома с кинетической энергией $\frac{1}{2}mv^2 = h\nu - W_J$. От атома остается положительный ион. Существование такой «фотоионизации» надежно доказывалось качественными опытами; количественные измерения, однако, затруднительны.

3. Применительно к процессу *испускания* стрелка I означает, что положительный ион захватывает электрон, обладающий кинетической энергией $\frac{1}{2}mv^2$. При этом «двойном рекомбинационном столкновении» вся энергия $\frac{1}{2}mv^2 + W_J = h\nu$ излучается в виде света, характеризуемого сплошным спектром.

4. В ионизированном газе воссоединение положительного иона с электроном может происходить и так, что оказывающаяся в распоряжении этой системы энергия (т. е. работа ионизации атома W_J и кинетическая энергия электрона) лишь частично преобразуется в энергию излучения или вовсе не переходит в нее. Тогда требуется «тройное столкновение»: третьему участнику реакции, например атому или стенке сосуда, приходится отбирать неизлученную энергию $(W_J + \frac{1}{2}mv^2 - h\nu)$ в виде кинетической энергии или тепла. Такие «тройные рекомбинационные столкновения» приводят, например, к разогреванию стенок электрических газоразрядных ламп.

§ 169. Размеры атомов и их строение. Все, что до сих пор излагалось в этой главе, никак не было связано ни с какой моделью атома. Сначала мы исходили из одних оптических наблюдений и лишь затем в § 165 начали привлекать электрические наблюдения, касающиеся электронных ударов.

Восходящее к античности представление об атоме получило в XIX веке первую количественную формулировку. В кинетической теории газов атомы считаются маленькими, совершенно упругими стальными шариками. Их диаметр впервые оценил Томас Юнг. Найденное им значение, равное $2,5 \cdot 10^{-9}$ см, составляет приблизительно одну десятую от хорошо известных в настоящее время истинных значений диаметров атомов (рис. 334).

Опыты со столкновениями электронов и атомов и здесь позволили продвинуться дальше. На этот раз использовались скорости u , значительно превышающие те, о которых шла речь в §§ 165—168 ($u > 0,3$ скорости света, что отвечает ускоряющим напряжениям $U > 2,3 \cdot 10^4$ в). При прохождении таких быстрых

1) Системой отсчета здесь, как и в дальнейшем, служит ион.

электронов через вещество уменьшается лишь их число, но не их скорость. Поэтому для широкого параллельного пучка электронов формально применим тот же закон экстинкции, что и для света, т. е.

$$n = n_0 e^{-Kd}, \quad (244)$$

где n_0 — число падающих, n — число прошедших в первоначальном направлении электронов.

Опыт показывает, что коэффициент экстинкции K пропорционален плотности ρ вещества, облучаемого электронами. По-

этому имеет смысл ввести в расчет эффективное сечение, или сечение поглощения, отдельного атома, т. е. отношение (ср. рис. 240)

$$f = \frac{K}{N_v},$$

где N_v (концентрация) = Число атомов/Объем = ρN (здесь ρ (плотность) = Масса/Объем; $N = 6,02 \cdot 10^{26}$ кмоль $^{-1}$). При увеличении скорости электронов сечение поглощения f уменьшается. Например, для наибольших скоростей $u = 0,99c$ сечение поглощения атома платины получается равным примерно $f = 3 \times 10^{-26}$ м 2 . На основании

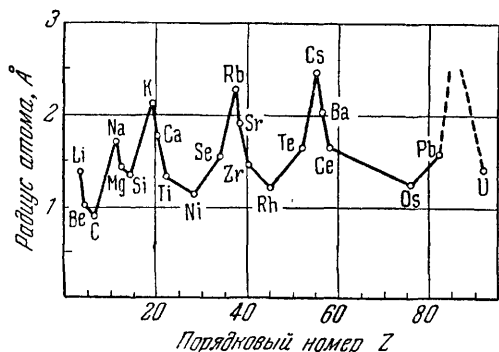


Рис. 334. Зависимость радиусов атомов r от их порядкового, или атомного, номера Z в периодической системе элементов.

Эти радиусы вычислены из уравнения $(2r)^3 = \frac{1}{\rho} N$. Здесь ρ — плотность вещества в жидком или твердом состоянии при возможно более низкой температуре, а N — число Авогадро $6 \cdot 10^{23}$ (г/моль). Вывод. Пусть в объеме V содержится n атомов. Тогда $N_v = n/V = \rho N$ и $1/N_v$ есть объем кубика с ребром длиной в $2r$; этот кубик вмещает один атом.

этих измерений Ленард пришел в 1903 г. к необычайно важному для дальнейшего развития физики выводу: масса атома сконцентрирована в крохотных внутриатомных структурах. Или, иначе говоря, 1 м 3 платины состоит в основном из пустого пространства. Структура, являющаяся здесь носителем массы, занимает в сумме ничтожный объем, равный всего лишь 1/3 мм 3 !

Так была создана основа для новой модели атома. Э. Резерфорд в 1911 г. разработал ее дальше. При прохождении через атом α -излучение в некоторых случаях отклоняется более чем на 90°. Такие отклонения возможны только в том случае, если положительный заряд сосредоточен в «ядре» диаметром примерно 10^{-14} м.

В атоме, подавляющая часть которого состоит из пустого пространства, отрицательно заряженные структурные элементы атома, т. е. электроны¹⁾, не могут находиться в статическом равновесии.

Их устойчивость может быть только динамической, как у планет в астрономии. Поэтому Резерфорд решил принять модель атома, уже употреблявшуюся до него: электроны должны обращаться вокруг положительного заряда как маленькие планеты. Однако против такой модели можно выдвинуть серьезное возражение — она неустойчива! Дело в том, что каждую круговую орбиту можно заменить двумя взаимно перпендикулярными линейными колебаниями со сдвигом фаз в 90° . Частота таких колебаний совпадает с частотой обращения электрона. Обращающийся по орбите электрон эквивалентен двум маленьким электрическим диполям, колеблющимся с одинаковой частотой. Такие диполи излучают, т. е. теряют энергию. В области оптических частот затухание вследствие излучения уменьшает примерно за 10^{-8} сек амплитуду колебаний диполя в e раз, т. е. до 37% от ее начальной величины (см. § 157). Значит, электрон должен приближаться по спирали к ядру и уже через несколько промежутков времени длительностью 10^{-8} сек упасть на него.

В начале 1913 г. голландец А. Ван-дер-Брек достиг необыкновенного успеха в дальнейшем истолковании смысла периодической системы элементов. Он дополнил эту систему некоторыми вновь найденными радиосактивными элементами и перенумеровал все элементы последовательными целыми числами Z от 1 до 92. *Эти порядковые, или атомные, номера Ван-дер-Брек отождествил с числом элементарных зарядов, содержащихся в атоме. Атом с порядковым номером Z должен содержать Z положительных элементарных зарядов в ядре и Z электронов, находящихся вне ядра²⁾.* Электроны должны располагаться концентрическими кольцами, или оболочками. В этом Ван-дер-Брек следует томсоновской теории (1912 г.) возникновения рентгеновских спектральных линий K, L, M, \dots , характерных для атомов каждого сорта. Электроны первой оболочки требуют для своего удаления наибольшей работы ионизации (тысячи электронвольт). При замещении недостающего электрона излучается линия K , характерная для данного атома. Следующая по направлению от центра оболочка характеризуется

¹⁾ То, что электроны — структурные элементы атома, хорошо известно из курса электричества.

²⁾ Начиная отсюда и до конца абзаца, мы предполагаем известными те обстоятельства, которые будут изложены лишь в дальнейшем. Этого, вообще говоря, следует избегать. Здесь это, однако, делает более обозримой историю вопроса.

меньшей работой ионизации; при замещении недостающего электрона появляется линия L данного атома и т. д.

Таково было положение с моделью атома и с пониманием периодической системы электронов до выступления Бора. Знакомство с этими фактами упростит и облегчит дальнейшее изложение.

§ 170. Боровская модель атома водорода. В сериальные формулы, положенные в основу схемы уровней, входила эмпирически найденная частота R_y , связанная с именем Ридберга. Бору удалось выразить эту частоту через элементарное количество электричества e и постоянную Планка h . Для этого он воспользовался планетарной моделью атома водорода. Сначала он рассмотрел простейший случай — круговую орбиту.

Положительный элементарный заряд $+e$ притягивает отрицательный заряд $-e$ с силой, равной

$$\mathfrak{R} = \frac{e^+e^-}{4\pi\epsilon_0 r^2} \quad (245)$$

(«Электричество», уравнение (21)), или сокращенно

$$\mathfrak{R} = \frac{a}{r^2}, \quad \text{где } a = \frac{e^+e^-}{4\pi\epsilon_0}. \quad (246)$$

Здесь ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума $= 8,86 \times 10^{-12} \text{ а} \cdot \text{сек}/\text{в} \cdot \text{м}$.

При движении по окружности со скоростью u эта сила вызывает радиальное ускорение, равное

$$\frac{m_e u^2}{r} = \frac{a}{r^2} \quad (247)$$

(см. «Механика»), или

$$r = \frac{a}{m_e u^2}, \quad (248)$$

где m_e — масса электрона $= 9 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$. (Индекс e необходим здесь для того, чтобы не смешивать массу электрона с квантовым числом m , которым мы будем пользоваться ниже.)

На этой круговой орбите частота обращения электрона равна

$$\nu^0 = \frac{u}{2\pi r} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{a}{r^3 m_e}}, \quad (249)$$

а его кинетическая энергия —

$$W_{\text{кин}} = \frac{1}{2} m_e u^2 = \frac{1}{2} \frac{a}{r}. \quad (250)$$

Его потенциальная энергия вычисляется как работа, которую необходимо совершить для удаления электрона (против при-

тягивающей силы), находящегося на расстоянии r , в бесконечность

$$W_{\text{пот}} = - \int_{r-r}^{r=\infty} \mathfrak{R} dr = - \int_{r-r}^{r=\infty} \frac{a}{r^2} dr = \frac{a}{r} \Big|_{r-r}^{r=\infty}, \quad (251)$$

или

$$W_{\text{пот}} = - \frac{a}{r}. \quad (252)$$

Полная энергия W электрона на круговой орбите равна сумме $W_{\text{кин}} + W_{\text{пот}}$, т. е.

$$W = - \frac{1}{2} \frac{a}{r}. \quad (253)$$

(Максимальное значение этой полной энергии, равное нулю, достигается при $r = \infty$. Поэтому все меньшие полные энергии отрицательны. Они тем меньше, чем больше их абсолютное значение, подобно температурам ниже точки плавления льда, принятой за нуль.)

Теперь делается решающий шаг. Планетарная модель неустойчива вследствие затухания, вызванного излучением (см. § 157). Но Бор насильно заставляет ее быть устойчивой. Он говорит: затухание вследствие излучения следует из классической электродинамики, т. е. из уравнений Максвелла. Последние перестают быть справедливыми внутри атома. Внутри атома господствует постоянная Планка h . С ее помощью можно сформулировать *условие устойчивости*, которое гласит: действие, т. е. импульс, умноженный на длину пути, равен целому кратному числа h , элементарного кванта действия

$$m_e v \cdot 2\pi r = nh, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (254)$$

Число n называется *главным квантовым числом*. Его значение выясняется в § 190. Подстановка этого условия устойчивости в написанные выше уравнения (248), (249) и (253) дает для *устойчивых* орбит в n -м состоянии радиусы ¹⁾

$$r_n = \varepsilon_0 \frac{h^2}{\pi m_e e^2} n^2, \quad n = 1, 2, 3, \dots, \quad (255)$$

частоты обращения

$$v_n^0 = \frac{1}{\varepsilon_0^2} \frac{e^4 m_e}{4h^3} \frac{1}{n^3}, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (256)$$

и полные энергии

$$W_n = - \frac{1}{\varepsilon_0^2} \frac{e^4 m_e}{8h^2} \frac{1}{n^2}, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (257)$$

¹⁾ $n=1$ определяет радиус наименьшей из устойчивых орбит в атоме водорода. Получается $r_{\text{мин}} = 5,3 \cdot 10^{-11}$ м.

Здесь $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ вт·сек², $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ а·сек, масса электрона $m_e = 9,11 \cdot 10^{-31}$ кг, диэлектрическая проницаемость вакуума $\epsilon_0 = 8,86 \cdot 10^{-12}$ а·сек/в·м.

Уравнение (257) можно выразить словами так: с возрастанием n , т. е. целого числа, входящего в условие устойчивости (254), полная энергия обращающегося электрона увеличивается до максимального значения, равного нулю. Переход с m -й на n -ю устойчивую орбиту может происходить лишь при поглощении порции энергии

$$\Delta W = W_n - W_m = \frac{1}{\epsilon_0^2} \frac{e^4 m_e}{8h^2} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right). \quad (258)$$

Согласно Бору, эта энергия должна заключаться в монохроматическом излучении. Частота последнего определяется опять-таки постоянной Планка h . «Условием частоты» должно быть

$$\Delta W = h\nu. \quad (259)$$

Сравнивая (258) и (259), получаем

$$\nu = \frac{1}{\epsilon_0^2} \frac{e^4 m_e}{8h^3} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right),$$

или

$$\nu = R_y \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (260)$$

т. е. формулу серии Бальмера с частотой Ридберга

$$\boxed{R_y = \frac{1}{\epsilon_0^2} \frac{e^4 m_e}{8h^3}}. \quad (261)$$

Подстановка числовых значений дает $R_y = 3,288 \cdot 10^{15}$ сек⁻¹, результат измерения $R_y = 3,2869 \cdot 10^{15}$ сек⁻¹.

В боровском выводе формулы Бальмера постоянная Планка h появляется дважды как *deus ex machina*. Первое появление h обеспечивает устойчивость модели атома; она выделяет определенные устойчивые орбиты. Появляясь второй раз, h определяет частоту излучения при переходе электрона с одной устойчивой орбиты на другую (также устойчивую). Механизм испускания или поглощения излучения остается при этом совершенно необъясненным. Исключением служит лишь предельный случай наименьших световых частот. Рассмотрим переход между двумя соседними орбитами с большими радиусами, т. е. положим, что m в уравнении (260) велико, а $n = (m+1)$. Тогда

$$\frac{1}{m^2} - \frac{1}{(m+1)^2} \approx \frac{2}{m^3}$$

и частота света

$$\nu = \frac{1}{\epsilon_0^2} \frac{e^4 m_e}{4h^3} \frac{1}{m^3}. \quad (262)$$

Сравнивая это выражение с уравнением (256), находим

$$\nu = \nu^0. \quad (263)$$

Словами. В предельном случае малых частот частота испускаемого или поглощаемого света совпадает с частотой движения электрона, т. е. имеет место то же, что и в колеблющемся диполе. Механизм излучения, управляемый постоянной Планка h , содержит в себе в качестве предельного случая классическую картину излучающего диполя. Это и есть принцип *соответствия*. Он сыграл важную роль при установлении первых «правил отбора» (см. § 153).

§ 171. Спектры водородоподобных ионов. Старое подразделение спектральных линий основано на экспериментальных способах их получения: различают *дуговые* и *искровые линии*. Дуговые линии принадлежат нейтральным атомам, искровые — положительно заряженным ионам. Дуговые и искровые линии образуют совершенно различные серии. В настоящее время известны искровые линии ионов с 1, 2, ..., 17 зарядами; атом и его различные ионы различают, используя римские цифры. Al I означает нейтральный атом алюминия, Al II — ион с одним положительным зарядом, т. е. Al^+ , Al III — ион с двумя положительными зарядами, т. е. Al^{++} и т. д.

Отнесение отдельных спектральных линий к спектрам атомов (I) или положительных ионов (II, III, ...) осуществляется наиболее надежным образом при помощи измерений на масс-спектрографе (ср. «Электричество», гл. XIX). По отклонению в электрическом или магнитном поле можно определить как массу, так и заряд излучающего иона.

В атоме водорода в поле центрального положительного заряда, равного $1e$, находится один электрон. При изменении своих орбит он порождает в качестве «оптического» электрона серии линий, изображенных на рис. 317.

Представим себе, что из атома с порядковым номером Z удалено в результате ионизации $Z - 1$ электрон. Тогда в конце концов в поле положительного заряда ядра Ze останется всего лишь один электрон. Именно в этом смысле (но не в смысле тождественности) мы и говорим о ионе с $(Z - 1)$ зарядом и о схеме его уровней как о «водородоподобных».

Общеизвестным примером «водородоподобного» иона служит однократно заряженный положительный ион гелия He^+ . Экспериментальное изучение серий в спектре этого иона

приводит к схеме уровней, показанной на рис. 335. Строение этой схемы полностью подобно строению схемы атома водорода (см. рис. 317). Различие здесь лишь в том, что энергии всех уровней в четыре раза больше, чем у атома водорода. Объясняется это очень просто. Не, второй элемент периодической системы, имеет ядро с положительным зарядом, равным $2e^+$. Следовательно, при выводе сериальной формулы заряд ядра e^+ в уравнении (246)

надо заменить на $2e^+$. Тогда перед частотой Ридберга появляется множитель $2^2=4$, т. е.

$$\nu = 4R_y \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (264)$$

где $R_y = 3,2882 \cdot 10^{15} \text{ сек}^{-1}$.

За He следует третий элемент периодической системы, Li с порядковым номером $Z=3$. От атома лития надо отнять два электрона, чтобы превратить его в ион Li^{++} с «водородоподобной» схемой уровней. Этот ион Li^{++} имеет ядро с положительным зарядом, равным $3e^+$. Следовательно, перед постоянной Ридберга появляется множитель $3^2=9$. Поэтому главная серия иона Li^{++} ($m=1$) начинается с резонансной линии, энергия возбуждения которой в 9 раз превышает соответствующую энергию для атома водорода (10,15 эв), т. е. равняется 91,3 эв. Ее длина

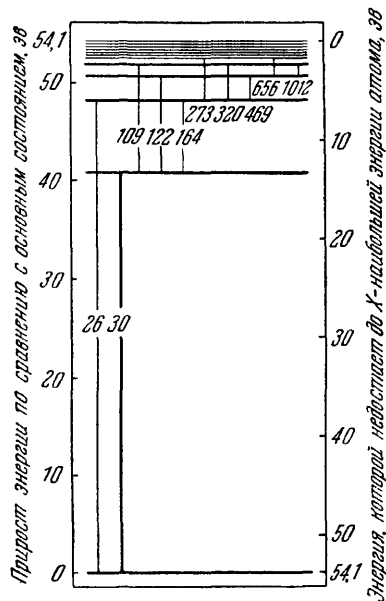


Рис. 335. Простая схема уровней иона He^+ .

волны соответственно в 9 раз короче длины волны резонансной линии водорода, т. е. равна $122 \text{ мкм}/9 = 13,9 \text{ мкм}$. На рис. 336 приведена спектрограмма этой резонансной линии и обеих следующих за ней линий главной серии Li^{++} . Их длины волн (11,4 и 10,8 мкм) также составляют как раз $1/9$ соответствующих длин волн линий главной серии атома H (см. рис. 317).

То же получается и дальше: каждый ион с порядковым номером Z , несущий $(Z-1)$ заряд, «водородоподобен», т. е. для него справедлива сериальная формула

$$\nu = Z^2 R_y \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right). \quad (265)$$

В настоящее время эта формула проверена и подтверждена для ряда ионов, вплоть до семикратно заряженного иона кислорода, т.е. O^{VIII} , или $O^{+++++++}$.



Рис. 336. Три первые линии главной серии водородоподобного иона Li^{++} , снятые Эдленом.

Для их получения использовались искра в вакууме и скользящее падение света на стеклянную штриховую решетку. Вторая линия справа принадлежит иону кислорода с пятью положительными элементарными зарядами, т. е. иону O^{VI} .

§ 172. Удаление последнего электрона из водородоподобного иона. Наконец, ион, несущий $(Z-1)$ заряд, можно лишить и последнего электрона. Пусть ион находится в основном состоянии, т. е. $m=1$. Пусть, далее, ν_g есть частота, с которой начинается для нашего иона сплошной спектр за пределом серии. Эту частоту легко получить из уравнения (265), полагая в нем $m=1$ и $n=\infty$. Тогда $\nu_g = Z^2 R_y$. Произведение $h\nu_g$ есть работа ионизации.

Таким образом мы получаем, что работа удаления, или работа ионизации, для последнего электрона равна

$$W_J = Z^2 R_y h. \quad (266)$$

Для атома водорода ($Z=1$) первый удаляемый электрон был в то же время и последним. Опыт дал значение $W_J = 13,5$ эв. Для атома урана с порядковым номером, или зарядом ядра, $Z=92$ мы должны ожидать, в согласии со сказанным выше, $W_J = 13,5 (92/1)^2$ эв $= 1,14 \cdot 10^5$ эв.

После удаления последнего электрона от атомов остаются одни только ядра. Некоторые из них получили специальные названия. Ядро атома водорода 1_1H называется *протоном* (обозначается через p), ядро изотопа водорода 2_1H называется *дейтроном*. Здесь мы упоминаем об этом лишь мимоходом.

§ 173. Уточненные значения ридберговской частоты. Из эмпирических сериальных формул мы получаем для частоты Ридберга следующие величины:

$$\text{для иона } He^+ \quad R_{y, He^+} = 3,28823 \cdot 10^{15} \text{ сек}^{-1},$$

$$\text{для атома H} \quad R_{y, H} = 3,28688 \cdot 10^{15} \text{ сек}^{-1}.$$

Отношение этих величин равно

$$R_{y, \text{He}^+} : R_{y, \text{H}} = 1,00041.$$

Ввиду большой точности спектроскопических измерений различие между этими частотами Ридберга лежит вне пределов ошибки опыта. Это различие тотчас же устраняется, если при выводе соотношения (261) не пренебрегать одним обстоятельством. Дело в том, что мы считали *центр ядра* центром круговой орбиты электрона. В действительности же электрон и ядро обращаются, подобно Земле и Луне, вокруг своего общего *центра масс*. Учитывая это, надо ввести в формулу (261) поправочный множитель, содержащий отношение m_e/m_k , т. е. отношение массы электрона к массе ядра. Тогда мы получим

$$R_y = \frac{1}{\epsilon_0^2} \frac{e^4 m_e}{8h^3} \left(\frac{1}{1 + m_e/m_k} \right). \quad (261a)$$

Множитель в скобках равен

$$\text{для атома H} \quad \frac{1}{1 + 1/1836} = \frac{1}{1,000545},$$

$$\text{для иона He}^+ \quad \frac{1}{1 + 1/7291} = \frac{1}{1,000137}.$$

Отсюда следует

$$R_{y, \text{He}^+} : R_{y, \text{H}} = 1,000545 : 1,000137 = 1,00041,$$

что наилучшим образом совпадает с опытом.

Первоначально написанная формула (261) справедлива, стало быть, лишь в предельном случае $m_k/m_e = \infty$; короче говоря, она дает предельное значение ридберговской частоты $R_{y, \infty}$.

Содержащиеся в формуле (261) мировые постоянные известны не со столь большой точностью, чтобы можно было вычислить $R_{y, \infty}$ точнее, чем это было сделано в § 170. Поэтому пользуются формулой (261a), подставляя в нее найденное из опыта очень точное значение $R_{y, \text{H}}$ и вычисляя из нее предельное значение частоты Ридберга $R_{y, \infty}$. Получается

$$R_{y, \infty} = R_{y, \text{H}} \cdot 1,000545 = 3,28867 \cdot 10^{15} \text{ сек}^{-1}.$$

Если разделить $R_{y, \infty}$ на скорость света в воздухе ($c_{\text{возд}} = 2,99686 \cdot 10^{10} \text{ см/сек}$), то получится предельное значение ридберговского волнового числа $R_{y, \infty}^* = 109\,737 \text{ см}^{-1}$.

§ 174. Модель атома водорода и принцип относительности. Сведение ридберговской частоты к мировым постоянным есть одно из трех достижений боровской модели водородного атома,

сохранивших свое значение и поныне. О втором достижении нам придется рассказать здесь, к сожалению, лишь вкратце¹⁾.

Результаты более точных наблюдений не позволяют интерпретировать серии в спектре атома водорода при помощи одной-единственной лесенки уровней. Так, например, бальмеровские линии в спектре водорода в действительности оказываются узкими дублетами, они имеют *тонкую структуру*. Энергии $h\nu$ обеих компонент отличаются друг от друга на $4,5 \cdot 10^{-5}$ эв.

Эта тонкая структура связана главным образом с тем, что масса электрона m_e зависит от скорости u его движения по орбите. Наличие тонкой структуры служит, таким образом, *оптическим* подтверждением одного из важнейших положений специальной теории относительности («Электричество», § 178).

При количественном рассмотрении вопроса важную роль играет отношение

$$\alpha = \frac{\text{Скорость } u \text{ электрона на его наименьшей орбите}}{\text{Скорость света } c}.$$

Оно получается из уравнений (255) и (256), если положить $n=1$. Тогда

$$\alpha = \frac{u}{c} = \frac{e^2}{2\epsilon_0 hc} \approx \frac{1}{137} = 7,30 \cdot 10^{-3}.$$

Это число α называют «*зоммерфельдовской постоянной тонкой структуры*».

Зоммерфельд рассмотрел вместо частного случая круговых орбит в модели атома Бора общий случай кеплеровских эллипсов («Механика», § 32). Из них он полагал возможными лишь те, момент количества движения которых равен целому кратному $h/2\pi$. Эти кеплеровские эллипсы сами по себе не дают ничего нового; они дают те же уровни энергии, что и круговые орбиты. Небольшие различия между отдельными уровнями возникают лишь вследствие того, что масса электрона периодически меняется при его обращении по эллиптической орбите — в перигелии скорость и масса имеют наибольшую величину, в афелии — наименьшую.

§ 175. Границы применимости модели атома водорода. Для атома водорода боровская модель дает совершенно поразительные результаты. Тем более странным кажется, что эта модель оказывается совершенно непригодной уже при добавлении второго электрона, т. е. при переходе к атому гелия. На рис. 337 показана схема уровней атома гелия. Она содержит две системы серий, левую с ординарными, правую — с тройными линиями. Тройные линии могут быть разрешены на свои компоненты только с помощью спектральных приборов с очень высокой разрешающей силой. Поэтому мы изобразили на рисунке

¹⁾ О третьем из этих достижений будет рассказано в § 189.

каждую тройку близко расположенных уровней в виде одного уровня. В прежнее время каждую из систем серий в спектре атома гелия приписывали отдельным модификациям этого газа, называя последние парагелием и ортогелием.

Боровская модель атома не смогла объяснить ни появления обеих систем серий, ни величину работы ионизации (24,5 эв).

Поэтому при переходе к следующим элементам периодической системы пришлось избрать полуэмпирический путь. Необходимо было попытаться, сравнивая спектры соседних элементов, сделать заключения о строении всей системы элементов. Этот метод, как показывают следующие параграфы, оказался весьма плодотворным.

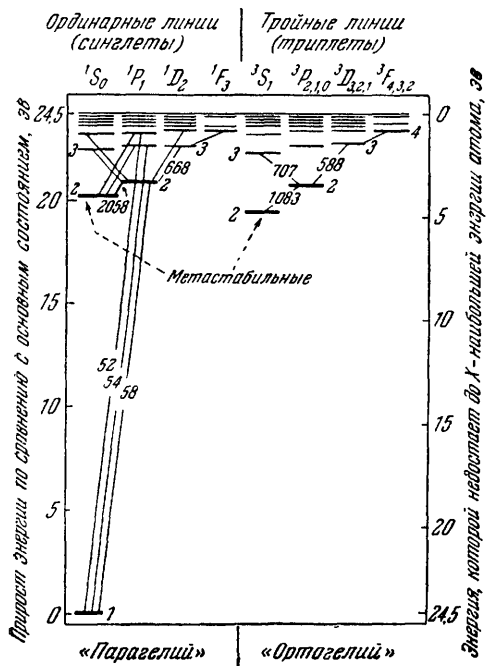


Рис. 337. Схема уровней нейтрального атома He.

будем показывать порядковый номер Z индексом внизу слева от символа элемента, например ${}_6\text{C}$.

Рассмотрим теперь какой-либо горизонтальный ряд, например второй. Начнем, например, со щелочного металла ${}_3\text{Li}$. Следующие элементы ${}_4\text{Be}$ и ${}_5\text{B}$ еще имеют кое-что общее с ${}_3\text{Li}$. Далее, однако, следуют элементы с совершенно иными свойствами ${}_6\text{C}$, ${}_7\text{N}$, ${}_8\text{O}$, ${}_9\text{F}$, ${}_{10}\text{Ne}$. Впрочем, после 8 шагов, т. е. после того, как прибавится восемь зарядов в ядре и восемь электронов, мы снова наталкиваемся на щелочной металл, а именно на ${}_{11}\text{Na}$. Двигаясь далее, мы опять встречаем элементы с новыми свойствами, но после 8 шагов вновь находим щелочной

Поэтому при переходе к следующим элементам периодической системы пришлось избрать полуэмпирический путь. Необходимо было попытаться, сравнивая спектры соседних элементов, сделать заключения о строении всей системы элементов. Этот метод, как показывают следующие параграфы, оказался весьма плодотворным.

§ 176. Периодическая система элементов. Согласно этой системе, элементы располагают, исходя из химических данных, в горизонтальные ряды и вертикальные столбцы (рис. 338). У каждого элемента указан его порядковый номер Z , который, согласно Ван-ден-Бреку, равен числу положительных зарядов в ядре этого элемента. Мы

Столб- цы Ряд	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX
I	1H 1,008								2He 4,003
	II	3Li 6,94	4Be 9,013	5B 10,82	6C 12,01	7N 14,01	8O 16,00	9F 19,00	
III		11Na 23,00	12Mg 24,32	13Al 26,97	14Si 28,06	15P 30,98	16S 32,07	17Cl 35,46	
	IV	19K 39,10	20Ca 40,08	21Sc 45,10	22Ti 47,90	23V 50,95	24Cr 52,01	25Mn 54,93	26Fe 55,85
V		29Cu 63,57	30Zn 65,38	31Ga 69,72	32Ge 72,91	33As 74,91	34Se 78,92	35Br 79,92	
		37Rb 85,48	38Sr 87,63	
	47Ag 107,88	48Cd 112,4		

Рис. 338. Пять верхних рядов периодической системы элементов и начало следующего.

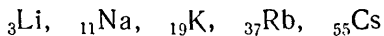
Перед символами элементов указаны их атомные номера, под символами — числа, называемые их атомными весами.

металл, а именно $_{49}\text{K}$. Проходя еще по 18 шагов, мы снова встречаем два щелочных металла $_{37}\text{Rb}$ и $_{55}\text{Cs}$.

Элементы, стоящие друг под другом в вертикальных столбцах, имеют множество одинаковых черт. В первом вертикальном столбце слева стоят атомы, образующие *одновалентные положительные ионы*, а именно H, и атомы щелочных металлов Li, Na, K, Rb, ... Аналогично, во втором столбце стоят атомы, образующие *двухвалентные положительные ионы*. Правая часть седьмого вертикального столбца содержит галоиды. Их общий признак состоит в способности образовывать *одновалентные отрицательные ионы*: все они обладают большим «сродством к электрону», т. е. легко присоединяют электрон. Девятый вертикальный столбец содержит химически инертные благородные газы.

§ 177. Закон чередования Ридберга. Наряду с химическими аналогиями, в этом и в следующих параграфах выступят *спектроскопические аналогии*.

В первом вертикальном столбце периодической системы стоят одновалентные щелочные металлы, т. е. элементы с *одним* оптическим электроном; в спектре этих элементов



имеется только *одна* система серий. Она состоит из главной серии, обеих побочных серий и серии Бергмана (см., например, § 151). Главные серии состоят только из дублетов, побочные серии — главным образом из дублетов. На схеме уровней (например, на рис. 339, а) S — ординарная лесенка, другие лесенки (P, D, F) расщеплены каждая на две.

Во втором вертикальном столбце периодической системы стоят двухвалентные щелочноземельные металлы



Все их спектры содержат по две полные системы серий (т. е. главную серию, побочные серии и серию Бергмана). В одной системе главная серия состоит из одиночных (синглетных) линий, в другой системе главная серия состоит из тройных (триплетных) линий. На схеме уровней S — снова ординарные лесенки, т. е. они состоят из одиночных уровней. Остальные лесенки (P, D, F) в одной из систем также ординарны, в другой расщеплены каждая на три.

В третьем вертикальном столбце стоят трехвалентные атомы $_{5}\text{B}$, $_{13}\text{Al}$. Их спектр также содержит две полные системы серий. Одна система состоит только из двойных линий (дублеты), другая — только из четверных линий (квартеты).

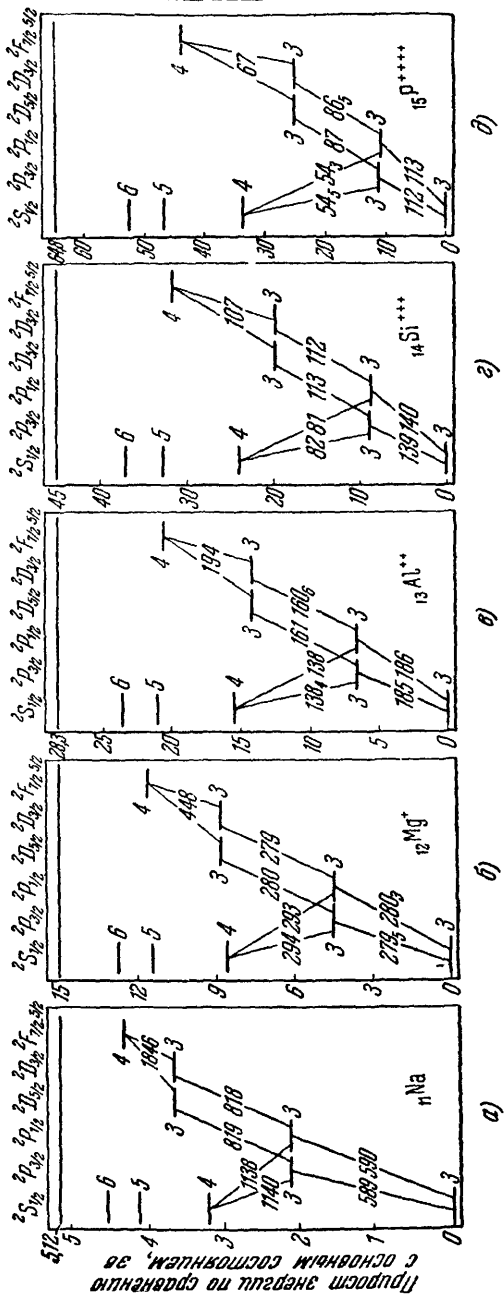


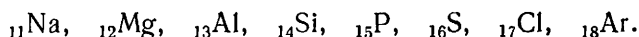
Рис. 339. К спектроскопическому закону смещения.

Лесенки P, D, F, ... имеют двойные ступеньки и, следовательно, все спектральные линии являются дублетами. Поэтому буквы S, P и т. д. слева вверху имеют индекс 2. Два очень близких уровня $2F_{7/2}$ и $2F_{5/2}$ сведены в один. Все длины волн указаны в микронронах (1 $\mu\text{мк} = 10^{-6}$ м.м.м = 10^{-9} м). Следует обратить внимание на увеличение работы ионизации с 5,12 до 64,8 эв. Это вызвано возрастанием эффективного, т. е. не компенсированного электронами заряда ядра (ср. § 171).

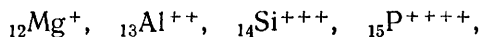
Эти закономерности были установлены вскоре после 1890 г. Ридбергом, который проявил поразительное чутье, выбрав их из необозримой массы спектральных линий. Ридберг сформулировал свой «закон чередования»: в спектре элементов с четной химической валентностью спектральные линии главной серии обладают нечетной мультиплетностью, напротив, в спектре элементов с нечетной химической валентностью линии обладают четной мультиплетностью.

Мы приводим здесь закон чередования пока просто как факт. Он должен лишь проиллюстрировать наличие систематической связи между периодической системой и структурой спектральных серий. Объяснение закона чередования будет дано в § 191.

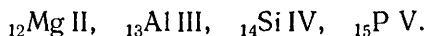
§ 178. **Спектроскопический закон смещения.** Произведем теперь сравнение спектроскопических свойств элементов, находящихся в горизонтальном ряду. Рассмотрим третий ряд, содержащий



На рис. 339 приведены схемы уровней в спектрах первых пяти элементов этого ряда. Рис. 339, *a* относится к нейтральному атому Na; на нем мы показали меньше уровней, чем ранее на рис. 318. Зато мы расщепили лесенку *P* и лесенку *D* на двойные лесенки, чтобы показать дублетную структуру важнейших линий¹⁾. Для остальных элементов ряда (см. рис. 339, *b—d*) приводятся схемы уровней в спектрах их положительных ионов, а именно ионов



или в более компактной записи



Отчетливо видно, что схема уровней во всех приведенных случаях имеет одну и ту же структуру: с возрастанием порядкового номера увеличиваются лишь абсолютные значения энергии уровней. Спектральные серии *n*-кратно заряженного иона с порядковым номером *Z* подобны спектральным сериям нейтрального атома с порядковым номером (*Z—n*) («спектроскопический закон смещения»). Этот закон оправдывается в широких областях периодической системы. Мы с неизбежностью приходим к построению следующей картины.

В *n*-кратно заряженном ионе с порядковым номером *Z* остающиеся (*Z—n*) электроны располагаются вокруг ядра так

¹⁾ Ср. сноску на стр. 333.

же, как $(Z - n)$ электронов *нейтрального* атома с порядковым числом $(Z - n)$. С элемента ${}_3\text{Li}$ начинается второй горизонтальный ряд периодической системы. Близ ядра находятся оба электрона первой группы, охватывающей только ${}_1\text{H}$ и ${}_2\text{He}$. Снаружи располагается валентный, или оптический, электрон лития; это первый из электронов второй группы. У элементов второго горизонтального ряда происходит последовательное «встраивание» дальнейших семи электронов. На ${}_{10}\text{Ne}$ заканчивается построение второй группы электронов. В третьем горизонтальном ряду, начиная с ${}_{11}\text{Na}$, происходит построение третьей группы: вблизи ядра расположены $2+8=10$ электронов обеих первых групп. Снаружи от них находится валентный, или оптический, электрон атома ${}_{11}\text{Na}$. Аналогичным образом все идет и далее. У ${}_{19}\text{K}$ вблизи ядра находятся $2+8+8=18$ электронов, у ${}_{37}\text{Rb}$ $2+8+18+8=36$ электронов и наконец у ${}_{55}\text{Cs}$ $2+8+18+18+8=54$ электрона.

§ 179. Оболочечное строение атома. При построении периодической системы электроны встраиваются один за другим, объединяясь в группы (см. § 178). Каждому из двух верхних горизонтальных рядов периодической системы отвечает своя группа. Если попытаться представить себе эти группы наглядно, то в плоскостном представлении они будут иметь вид концентрических колец, а в объемном — вид концентрических оболочек. Эти оболочки принято, начиная с 1912 г., обозначать буквами K и L . K -оболочка содержит, таким образом, 2 электрона, L -оболочка — 8 электронов. Следующие, внешние по отношению к L -оболочке, оболочки M и N содержат по современным представлениям соответственно 18 и 32 электрона.

При возрастании порядкового номера Z новые электроны встраиваются всегда таким образом, чтобы не изменить группировки уже имеющихся электронов. Этого требует спектроскопический закон смещения.

Четвертый горизонтальный ряд (N -оболочка) начинается с ${}_{19}\text{K}$. С ${}_{21}\text{Sc}$ начинаются осложнения. Закон смещения перестает быть справедливым! Это объясняется тем, что здесь начинается достройка третьей оболочки M , которая в инертном газе ${}_{18}\text{Ar}$ была закончена лишь предварительно. Число электронов в этой оболочке возрастает на пути к ${}_{29}\text{Cu}$ до окончательного значения 18. Начиная отсюда, закон смещения будет выполняться еще в нескольких областях, а именно от ${}_{31}\text{Ga}$ до ${}_{36}\text{Kr}$ и от ${}_{49}\text{In}$ до ${}_{54}\text{Xe}$. Четвертая оболочка N окончательно приобретает требуемое, полное, количество электронов, равное 32, в ${}_{70}\text{Yb}$. Таким образом, используя спектроскопические данные, можно построить всю периодическую систему элементов. Слева у щелоч-

ного металла каждый раз начинается построение новой группы, или оболочки, справа у стоящего в том же горизонтальном ряду инертного газа построение оболочки заканчивается (предварительно или окончательно).

§ 180. **Оболочечное строение атомов и их работы ионизации.** Зная частоту ν_g , при которой начинается сплошной спектр за границей серии, можно вычислить работу ионизации $W_I = h\nu_g$ (см. § 168). Эта величина относится к невозбужденному атому, т. е. к атому, находящемуся в основном состоянии. Вычислим с помощью этой формулы работу ионизации для элементов трех верхних рядов периодической системы и начального участка

Таблица 8

Элемент	Работа ионизации (в электронвольтах) для перехода			
	от нейтрального атома к положительному иону с одним зарядом	от иона с одним зарядом к положительному иону с двумя зарядами	от иона с двумя зарядами к положительному иону с тремя зарядами	от иона с тремя зарядами к положительному иону с четырьмя зарядами
${}_1\text{H}$	13,59	—	—	—
${}_2\text{He}$	24,4	54,1	—	—
${}_3\text{Li}$	5,4	75	122	—
${}_4\text{Be}$	9,3	18,2	154	217
${}_5\text{B}$	8,3	25,1	38	259
${}_6\text{C}$	11,3	24,5	48	64,5
${}_7\text{N}$	14,6	29,6	47	77,4
${}_8\text{O}$	13,6	35,2	55	77,4
${}_9\text{F}$	17,4	34,9	62,7	87,3
${}_{10}\text{Ne}$	21,6	41,0	63,9	96,4
${}_{11}\text{Na}$	5,14	47,3	71,7	98,9
${}_{12}\text{Mg}$	7,64	15,0	80,2	109,3
${}_{13}\text{Al}$	5,97	18,8	28,5	120
${}_{14}\text{Si}$	8,15	16,4	33,5	44,9
${}_{15}\text{P}$	10,9	19,7	30,2	51,4
${}_{16}\text{S}$	10,4	23,4	35,1	47,1
${}_{17}\text{Cl}$	12,9	23,7	39,9	53,5
${}_{18}\text{Ar}$	15,8	27,5	40,7	≈ 61
${}_{19}\text{K}$	4,3	31,7	45,5	60,6
${}_{20}\text{Ca}$	6,1	11,9	51	67

четвертого ряда. Полученные результаты приведены в табл. 8. Они недвусмысленно свидетельствуют в пользу представления об оболочечном строении атомов.

Инертные газы ($Z=2, 10, 18$) требуют наибольшей работы ионизации для отрыва первого электрона, т. е. для образования однократно заряженного положительного иона. Причина. В инертных газах первый электрон приходится извлекать из заполненной оболочки. В щелочных металлах ($Z=3, 11, 19$) с этим приходится иметь дело лишь при отрыве второго электрона, т. е. при образовании двукратно заряженного положительного иона. Поэтому работа ионизации велика только при отрыве второго электрона, т. е. при переходе от иона с одним зарядом к иону с двумя зарядами. В щелочноземельных металлах ($Z=4, 12, 20$) от заполненной оболочки будет отрываться только третий электрон. Значит, только превращение дважды заряженного иона в ион с тремя зарядами потребует большой работы ионизации.

§ 181. Назначение следующих параграфов. Подведем краткий итог содержания §§ 176—180. В настоящее время атом представляют в виде положительно заряженного ядра, окруженного электронным слоем. Даваемый периодической системой элементов порядковый номер Z тождествен числу положительных элементарных зарядов в ядре и равному ему числу отрицательных элементарных зарядов в электронном слое. Этот электронный слой можно представить себе разделенным на ряд концентрических оболочек, окружающих ядро. Постепенное заполнение этих оболочек делает понятным те систематические зависимости между элементами, которые привели к установлению периодической системы элементов.

Эта картина подтверждается наблюдениями, сделанными в рентгеновской области спектра. Как уже говорилось в § 169, опыты в рентгеновской области привели еще в 1912 г. (Дж. Дж. Томсон) к представлению о дискретных K -, L - и M -оболочках. По этой причине мы теперь выдвинем на первое место наблюдения, сделанные в рентгеновской области. При этом будет сохранена, так же как и во всей книге, связь с оптическими (в узком смысле слова) наблюдениями. Так, например, в § 187 будет дана схема уровней атома ${}_{19}\text{K}$ для всего спектра в целом.

§ 182. Тормозное рентгеновское излучение и постоянная Планка h . Каждая рентгеновская трубка — в том числе трубка, работающая от постоянного напряжения, дает непрерывный спектр (рис. 340). (На этот непрерывный спектр обычно налагаются некоторые линии рентгеновского спектра атомов антикатада (см. § 73). Так, например, четыре пика на рис. 340 связаны с K -линиями спектра вольфрамового антикатада). Непрерывный рентгеновский спектр создается излучением, подобным излучению лампы накаливания (см. § 52). Согласно

классическому представлению, он возникает при торможении электронов в атомах антикатода и поэтому называется *тормозным излучением*.

Согласно квантовым представлениям, тормозное излучение возникает при переходах, лежащих за пределами серий, как это показано стрелкой R на рис. 333.

Направление торможения электронов вначале полностью (или почти полностью) совпадает с направлением катодных лучей.

Поэтому тормозное излучение оказывается частично линейно поляризованным; на рис. 341, *а* плоскостью колебаний служит плоскость чертежа (ср. § 124). Кроме того, в случае тонких антикатодов сила излучения I зависит от направления излучения ϑ . Для медленных электронов зависимость силы излучения от угла та же, что и у излучающего диполя (см. рис. 268), а именно

$$J_{\vartheta} = \text{const} \cdot \cos^2 \vartheta. \quad (157)$$

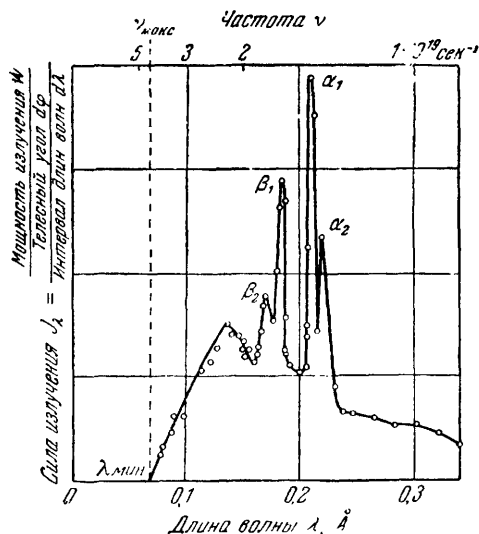


Рис. 340. Распределение энергии по спектру излучения массивного вольфрамового антикатода при напряжении $1,68 \cdot 10^5$ в без учета потерь на поглощение внутри антикатода (измерено Бергом).

На участке непрерывного спектра, расположенном слева от налагающихся на него спектральных линий, отчетливо виден «провал» (ср. рис. 343). Эта недостающая энергия ушла на возбуждение соседних спектральных линий. При спектральном разложении рентгеновского света силы излучения оказываются гораздо меньшими тех, которые еще можно измерить термостолбиком. Удаётся получать облученности лишь порядка 10^{-8} вт/м². Поэтому для измерения силы излучения пользуются косвенным приемом, а именно ионизацией газов, например в счетчике Гейгера («Электричество», § 168).

напряжении рентгеновской трубки U соответствующая максимальная частота $\nu_{\text{макс}}$ определяется только постоянной

При больших скоростях и возникает асимметрия; наблюдается, например, распределение, изображенное на рис. 341, *б*. Объяснение этой асимметрии дается в § 226а. Оно основано на корпускулярном представлении о световых квантах, или фотонах.

Со стороны коротких волн непрерывный рентгеновский спектр имеет всегда резко обозначенное начало. При заданном

Планка h . Всегда остается справедливым равенство

$$h\nu_{\text{макс}} = eU. \quad (227)$$

Значения $\nu_{\text{макс}}$ были измерены в широкой области напряжений от $5 \cdot 10^3$ до $70 \cdot 10^3$ в и использованы для точного определения величины h (рис. 342).

Тормозное излучение не показывает (в противоположность ранее приводившимся данным) никакого доплеровского

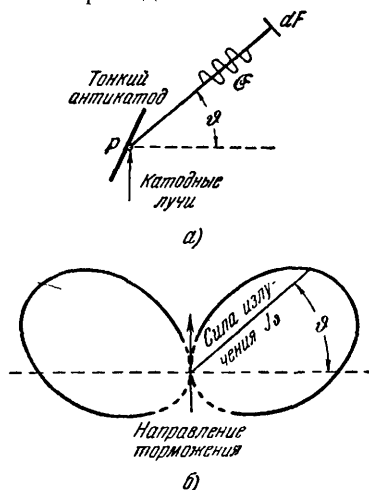


Рис. 341. Угловое распределение тормозного излучения, измеренное Куленкампом для $u/c=0,3$.

Напомним, что

$$d\Omega/r^2 = \text{Телесный угол } d\Omega \text{ в}$$

Сила излучения

$$J_\theta = \frac{\text{Мощность излучения в направлении } \theta}{\text{Телесный угол } d\Omega}$$

т. е. ее размерность вт/стерад . На рис. 341, б минимумы под острием стрелки выражены тем резче, чем выше напряжение на рентгеновской трубке U .

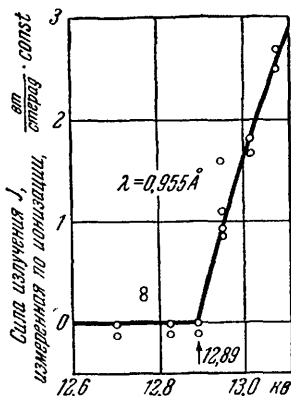


Рис. 342. К определению величины h .

Для этой цели спектральный прибор обычно устанавливают на определенную длину волны и постепенно повышают напряжение на рентгеновской трубке. Тогда излучение начинается при легко измеримом пороговом напряжении, например, в приведенных выше измерениях Шайтбергера — при 12 890 в. (Кривая зависимости J от U называется «изохроматой».)

эффекта для неподвижного наблюдателя. Поэтому следует остерегаться усматривать в тормозном излучении аналогию с излучением света каналовыми лучами (см. § 82).

§ 183. Спектральное распределение энергии в тормозном излучении. На рис. 340 показано спектральное распределение энергии при тормозном излучении. Так называют в оптике вообще всякое распределение силы излучения по отдельным интервалам длин волн или частот. На рис. 340 истинное распределение энергии искажено вследствие поглощения рентгеновского

излучения внутри антикатода. Это побочное влияние можно исключить¹⁾. Тогда для тормозного излучения массивного антикатода получают спектральные распределения, изображенные на рис. 343. На обеих его частях приведены одни и те же измерения, но в двух разных видах. На рис. 343,а сила излучения отнесена к одинаковым интервалам длин волн $d\lambda$, т. е. приведены значения J_λ , а на рис. 343,б — к одинаковым интервалам

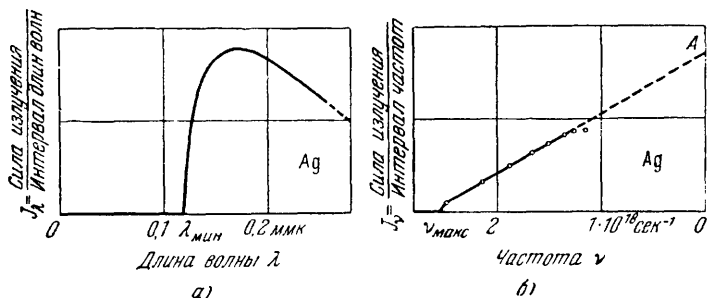


Рис. 343. Распределение энергии в спектре рентгеновского тормозного излучения массивного антикатода из серебра с учетом потерь в антикатоде.

Обе кривые получены в одной и той же серии измерений.

частот $d\nu$, т. е. приведены значения J_ν . Для перехода от одного представления к другому пользуются соотношением $J_\nu = -\frac{c}{\nu^2} J_\lambda$. Оно выводится следующим образом:

$$\lambda = \frac{c}{\nu}, \quad \frac{d\lambda}{d\nu} = -\frac{c}{\nu^2}, \quad J_\lambda d\lambda = J_\nu d\nu.$$

В знаке минус учтено то обстоятельство, что шкалы частот и длин волн направлены в противоположные стороны. Второй способ представления данных, как видно, более целесообразен: он дает в широкой области линейную зависимость между силой излучения J_ν и частотой. Отклонение от линейной зависимости наблюдается лишь в непосредственной близости от максимальной частоты $\nu_{\text{макс}}$. Наклон прямой зависит только от рода атомов антикатода; опыт показывает, что этот наклон пропорцио-

¹⁾ Антикатоде на рис. 341,а вращают вокруг оси, проходящей через P перпендикулярно к плоскости чертежа. При этом глубина проникновения сильно рассеивающихся катодных лучей остается неизменной: напротив, путь, проходимый рентгеновским излучением в антикатоде, меняется. Коэффициенты поглощения (см. § 96) для отдельных длин волн можно определить по изменению пути и после соответствующего расчета исключить потери на поглощение.

нален порядковому номеру Z . С достаточной степенью точности оказывается справедливым соотношение

$$J_{\nu} = \text{const} Z (\nu_{\text{макс}} - \nu). \quad (269)$$

(Если рассматривается сила излучения *одного* электрона, то эта постоянная примерно равна $4 \cdot 10^{-58}$ вт · сек².)

Полученное соотношение представлено графически на рис. 343, б. Пунктирная часть прямой экстраполирует ее до частоты, равной нулю. Пользуясь этой грубой экстраполяцией, мы получаем в качестве *первого приближения*: общая сила излучения J неразложенного тормозного излучения массивного антикатада равна либо площади треугольника $\nu_{\text{макс}}OA$, т. е.

$$J = \text{const} \frac{Z}{2} \nu_{\text{макс}}^2, \quad (270)$$

либо, согласно уравнению (227) (если выразить эту силу излучения через напряжение питания рентгеновской трубки U):

$$J = \text{const} \frac{Z}{2} \left(\frac{eU}{h} \right)^2 = \text{const} Z \cdot U^2. \quad (271)$$

Выход тормозного излучения очень низок. Среднее из многочисленных измерений показывает, что

$$\eta = \frac{\text{Мощность рентгеновского света}}{\text{Мощность катодных лучей}} \approx 10^{-9} Z U^8. \quad (272)$$

Здесь Z — порядковый номер вещества, из которого сделан антикатод.

Числовой пример. Вольфрамовый антикатод, $Z=74$, $U=10^5$ в, $\eta=0,74\%$. Этот жалкий коэффициент полезного действия к тому же еще не учитывает потерь на поглощение в стенках технических рентгеновских трубок!

Кривые спектрального распределения, приведенные на рис. 343, получены для массивных антикатодов. При использовании в качестве антикатада тонкой металлической фольги или, еще лучше, струи паров металла получается более простая картина спектрального распределения. Примеры таких картин приведены на рис. 344, а и б снова как для J_{λ} , так и для J_{ν} . В обоих случаях сила излучения в строго определенном месте резко возрастает от нуля до своей максимальной величины. Затем J_{λ} уменьшается как λ^{-2} , а J_{ν} , напротив, остается постоянной во всем спектре.

Под этими рисунками приведены два других схематических рисунка (344, в, г), на которых сопоставляется это простое спектральное распределение со сложным спектральным распределением, получающимся для массивного антикатада.

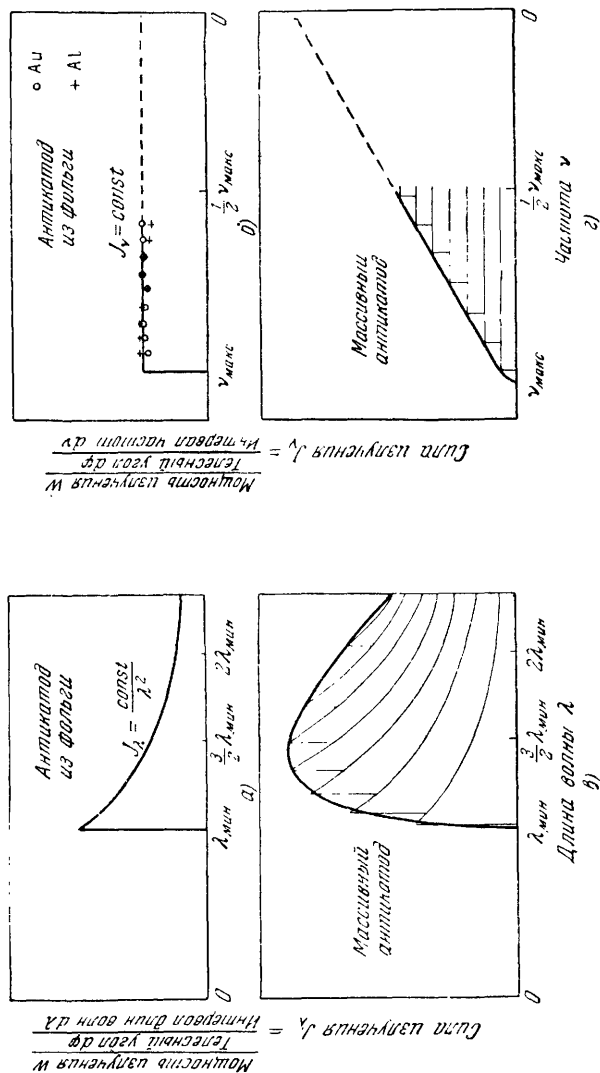


Рис. 344. Распределение энергии в спектрах рентгеновского тормозного излучения алюминиевой фольги толщиной 0,8 мкм, служащей антинейтрондом (а, б), и массивных антинейтрондов (в, г) Сопоставление распределений энергии тормозного излучения тонкого и массивного антинейтрондов. Новейшие измерения дают вместо горизонтальной прямой на рис. 344, б медленно возрастающую кривую.

Содержание настоящего параграфа можно коротко сформулировать так: рентгеновское тормозное излучение можно качественно объяснить с помощью классических представлений. Однако количественные соотношения определяются постоянной Планка h и порядковым номером Z атомов вещества антикатада.

§ 184. Спектральные линии и схема уровней в спектре рентгеновского света. Спектральные линии рентгеновского света были открыты в 1908 г. Баркла и Садлером. Сначала эти ли-

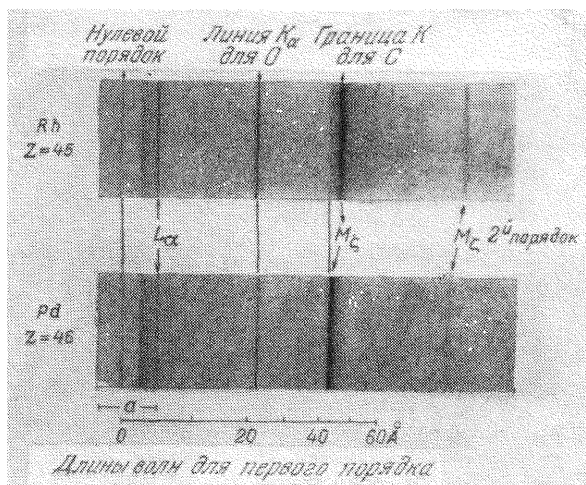


Рис. 345. Рентгеновские спектры излучения ^{45}Rh и ^{46}Pd .

Фотографические негативы в 1,54 натуральной величины. На двух самых сильных линиях, именно на L_{α} и M_{γ} , можно отчетливо увидеть влияние порядкового номера или числа зарядов в ядре Z на положение спектральных линий (ср. рис. 348). В вакуумном спектрографе присутствовали пары вакуумной замазки. Поэтому в обоих спектрах появляется линия K_{α_1} атома ^{16}O и сплошной спектр поглощения у границы линии K атома ^{12}C . На нижнем рисунке резкий край сплошного спектра создает асимметрию линии M_{γ} . Эти фотографии получены Киссингом с плоской стеклянной решеткой (600 штрихов на 1 мм). Скользящее падение рентгеновского света на решетку: угол отблеска примерно равен $1,5^\circ$, и поэтому деления шкалы длин волн неравномерны. Фотопластинка удалена от решетки на 40 см. Область a была некоторое время закрыта, чтобы избежать передержки.

нии возбуждались как флуоресцентное излучение, характерное для атомов каждого рода, а впоследствии и непосредственно, в

результате электронных ударов. Уайддингтон определил необходимые для этого энергии возбуждения в электронвольтах ¹⁾ уже в 1911 г.

Линейчатый спектр в рентгеновской области встретился нам впервые на рис. 191. Он был сфотографирован с помощью пространственной кристаллической решетки. На рис. 345 приведены в качестве примера фотографии еще двух рентгеновских

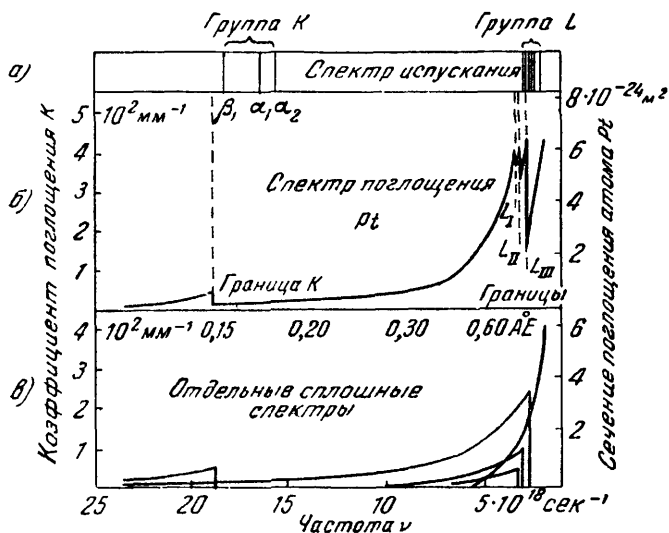


Рис 346 Спектр испускания и спектр поглощения атома Pt в области групп линий K и L.

Коэффициент поглощения K химического элемента можно измерить в любом твердом, жидком или газообразном слое самого элемента. Этот коэффициент можно определить также из разностных измерений в смесях, растворах и химических соединениях. В рентгеновской области коэффициент поглощения оказывается всегда практически не зависящим ни от окружающей его среды, ни от химической связи и пропорциональным концентрации N_{ν} атомов элемента в исследуемом состоянии. Поэтому имеет смысл придавать отношению K/N_{ν} смысл эффективного сечения отдельного атома (ср. рис. 240). На рис. 346, в показано разложение спектра поглощения платины на отдельные сплошные спектры за границами серий.

спектров. Здесь пользовались плоской штриховой решеткой, изготовленной механическим способом. В настоящее время экспе-

¹⁾ Во время выполнения этой и всех других одновременно появившихся нередко превосходных английских экспериментальных работ измерение длин волн методом дифракции (Лауэ, 1912 г.) еще не было известно. Тем не менее, длины волн, называвшиеся тогда шириной импульса, однозначно определялись по коэффициентам поглощения в алюминии.

риментальная техника исследования рентгеновской части спектра развита до той же степени совершенства, что и для видимой области.

На рис. 346 объединены спектральные линии так называемых групп *K* и *L* атома платины. Как и все спектральные линии в рентгеновской области, они наблюдаются только в спектрах испускания и никогда не видны в спектрах поглощения.

Спектры поглощения атомов в рентгеновской области уже известны нам по рис. 279 и 284. Они состоят из широких непрерывных полос. Еще один пример такого спектра дан на рис. 346, б. Полосы удается однозначно разделить графическим образом или путем вычисления (рис. 346, в). Каждая отдельная полоса имеет такой же вид, как и сплошной спектр за границей серии в видимой и ультрафиолетовой области (см. § 168). Их резкие края¹⁾ называются границами полос поглощения, краями, или просто границами *K*, *L*, *M*. За каждой такой границей коэффициент поглощения падает пропорционально λ^3 .

По частотам границ полос поглощения можно — так же как и ранее по линиям поглощения — построить схему уровней. Это сделано для Pt на рис. 347. Так же, как и для каждого сплошного спектра за границей серий, здесь поглощение изображается как переход с данного уровня на верхний край схемы. Для длины волны, соответствующей границе поглощения *K* ($\lambda = 0,158 \text{ \AA}$), это показано вертикальной стрелкой. Величина сообщаемой атому платины энергии $h\nu$ для границы *K* составляет $7,83 \cdot 10^4 \text{ эв}$.

Испускание спектральной линии изображается переходом с более высокого на более низкий уровень; это показано

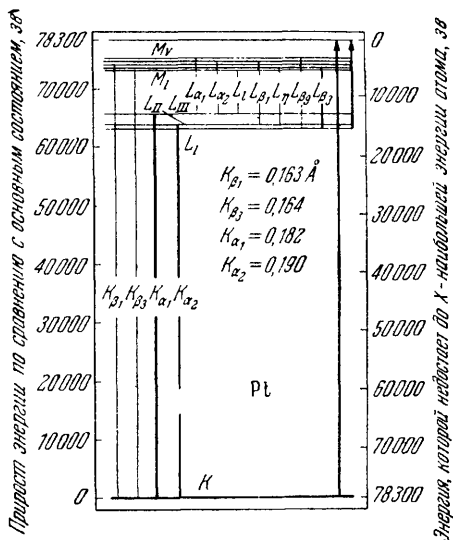


Рис. 347. Простая схема рентгеновских уровней атома Pt.

Линия, названная в тексте линией K_{α_1} , состоит из двух близких линий K_{α_1} и K_{α_2} .

¹⁾ Очень хорошее приближение (ср. конец § 201).

на рис. 347, в частности для самой сильной линии группы K , линии K_α ($\lambda=0,185$ Å). Энергия $h\nu$, испускаемая при переходе, отсчитывается по левой ординате; в данном примере $h\nu_{K_\alpha} = 6,72 \cdot 10^4$ эв.

Схема рентгеновских уровней атома Pt (см. рис. 347) типична для всех атомов. По своему строению она качественно совпадает с простой схемой уровней атома водорода (см. рис. 317) и *водородоподобных* ионов, несущих $(Z-1)$ заряд, с порядковым номером Z (например, ${}_2\text{He}^+$ на рис. 335, ${}_3\text{Li}^{++}$, ${}_4\text{Be}^{+++}$ и т. д.).

На рис. 348 показаны атомные спектры 30 элементов. Они расположены (сверху вниз) в последовательности $Z=1, 4, 7, \dots$; ось абсцисс имеет логарифмический масштаб. В таком виде схема охватывает всю область длин волн от технического рентгеновского до инфракрасного света. Из линий групп K, L, M приведены только самые сильные; даны также соответствующие им границы поглощения (если они измерены). В ультрафиолетовой и видимой частях спектра показаны только границы сплошных спектров, а для четырех элементов — еще и главная серия и несколько линий из других серий.

§ 185. Рентгеновские спектры и атомный номер. В обзорной схеме, показанной на рис. 348, ясно видна зависимость границ и групп линий от атомного номера Z . Количественно эта зависимость представлена на рис. 349. Оказывается, существует почти линейная зависимость между значениями $h\nu$ для границ поглощения и линий, с одной стороны, и величиной Z^2 , т. е. квадратом числа зарядов в ядре, — с другой.

Так, например, для границы K можно написать

$$h\nu_{\text{гран } K} = eU_{\text{гран } K} = (Z - a_1)^2 R_y \cdot h, \quad (273)$$

для линии K_α

$$\nu_{K_\alpha} = (Z - a_2)^2 R_y \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right), \quad (274)$$

для линии L_α

$$\nu_{L_\alpha} = (Z - a_3)^2 R_y \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{3^2} \right), \quad (275)$$

где R_y — частота Ридберга $= 3,29 \cdot 10^{15}$ сек $^{-1}$, $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ вт \times сек 2 , a_1, a_2, a_3 — малые поправочные члены, различные в разных областях Z и называемые постоянными экранирования. Значения a_1 и a_2 очень близки к единице; $a_3 \approx 7,5$. Физический смысл этих поправочных членов понять нетрудно: близкие к ядру отрицательные электроны действуют на внешние электроны так, как если бы они уменьшали положительный заряд ядра Z .

Если отвлечься от поправочных членов, то эти формулы нам уже знакомы. Они справедливы для *водородоподобных* ионов, т. е. для ионов с порядковым номером Z и зарядом $(Z-1)$ (см. уравнения (265) и (266)). Таким образом, мы вторично сталкиваемся с «водородоподобностью» рентгеновских спектров, причем на этот раз даже в количественном отношении. Такое подобие позволило прийти

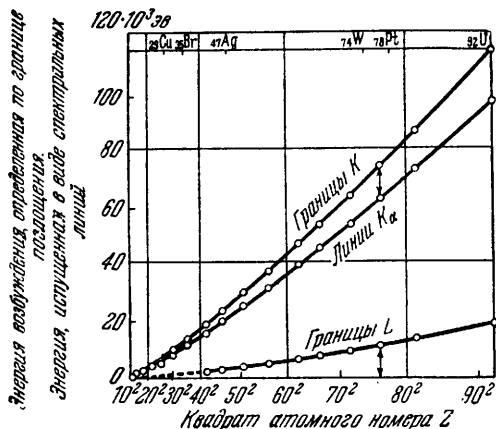


Рис. 349. Соотношения, открытые Мозли в 1913 г.

Вместо линии K_{α} показано среднее значение K_{α_1} и K_{α_2} , вместо границы L — среднее значение обеих границ L_{II} и L_{III} . Разности энергий между границей K и линией K_{α} для каждого элемента равны энергии границы L . Это показано одинаковыми длинами обеих двусторонних стрелок.

рассуждают так же, но с одним существенным дополнением. Орбиты внутренних оболочек представляют себе *заполненными* электронами атома уже известным нам образом.

Отнесение рентгеновских уровней к *заполненным* оболочкам атома сразу объясняет единственное существенное различие между рентгеновским светом и всеми остальными видами света: в общем случае спектральные линии выступают как в спектрах испускания, так и в спектрах поглощения; в рентгеновской же области *спектральные линии можно найти только в спектрах испускания*. В спектрах поглощения отсутствуют даже самые сильные рентгеновские спектральные линии, так называемые K_{α} , M_{ζ} и т. д. Объяснение. При поглощении, например, линии K_{α} электрон должен был бы иметь возможность попасть с уровня K (рис. 347) на какой-либо из уровней группы L , т. е. из

к плодотворному истолкованию схемы рентгеновских уровней.

В боровской модели водородного атома отдельные энергетические уровни (см. рис. 317) сопоставлялись определенным, отличающимся устойчивостью орбитам. Отношение их радиусов должно было равняться $1:4:9\dots$ (см. уравнение (255)). Единственный электрон атома H мог находиться в данное время лишь на *одной* из этих возможных орбит. Все остальные орбиты были в его распоряжении. Для уровней энергии рентгеновских спек-

оболочки K в оболочку L . Но это невозможно, ибо оболочка L целиком заполнена. Свободные места имеются лишь у поверхности атома или в наружной, еще не совсем заполненной оболочке, например, около оптического электрона¹⁾ (см. § 171), или же совсем вне атома, в области свободных электронов. Энергетически это составляет разницу лишь в несколько электронвольт. Практически для того чтобы рентгеновский свет мог поглотиться, он всегда должен совершать за счет своего $h\nu$ полную работу ионизации, соответствующую одной из оболочек K, L, M, \dots Рентгеновский свет должен выполнить то же, что делает видимый или ультрафиолетовый свет при поглощении в сплошной части спектра за границей серии. Рентгеновские спектры поглощения являются, стало быть, «сплошными спектрами за границей серии» (см. § 168). Отличие от «обыкновенного» света заключается лишь в величине работы ионизации. У рентгеновского света она доходит приблизительно до $1,2 \cdot 10^5$ эв (см. рис. 349). Эти работы ионизации одновременно являются и энергиями возбуждения рентгеновских спектральных линий в результате электронного удара.

Процесс испускания, следующий за возбуждением, не обладает в рентгеновской области никакими особенностями. Электрон, извлеченный из внутренней оболочки, т. е. с глубокого уровня, замещается электроном с одного из более высоких уровней (см. рис. 347).

Простая связь между атомным номером Z и частотой линий, выступающая на рис. 349, исчезает в случае рентгеновских спектральных линий с большими длинами волн. Несколько таких примеров приведено на рис. 350. Точки перегиба на кривых связаны с заполнением отдельных оболочек (подробности приведены в подписи к этому рисунку).

Вернемся еще раз к обзорной схеме рис. 348 и поищем переходы от рентгеновской области к ультрафиолетовой и видимой. Каждая из групп K, L и M заканчивается у инертного газа с заполненной оболочкой. Группа K заканчивается у ${}^2\text{He}$, группа L — у ${}_{10}\text{Ne}$, группа M — у ${}_{18}\text{Ar}$. У ${}^2\text{He}$ полностью заполнена оболочка K , у ${}_{10}\text{Ne}$ — оболочка L , у ${}_{18}\text{Ar}$ — оболочка M . (Хотя на рис. 348 не приведены данные для He и Ar , но сплошные

¹⁾ Это можно было бы наблюдать только со струей паров, служащей антикатодом. В этом случае края спектра поглощения должны были бы иметь с длинноволновой стороны тонкую структуру, т. е. им должна была бы предшествовать узкая область линейчатого спектра. В одноатомных парах разности энергий этих линий и начала сплошного спектра должны были бы быть такими же, как и в случае видимой и ультрафиолетовой частей спектра. Значит, порядок величин этих разностей должен равняться 10 эв. По сравнению с $h\nu$ — энергией рентгеновского света (10^5 эв и выше) это можно заметить лишь с большим трудом.

спектры за границами серий отмечены в нужных местах.) Главные серии этих инертных газов могли бы считаться рентгеновскими спектрами, так как при их возбуждении электрон удаляется из *заполненной оболочки*. (Правда, линии *K* в He, линии *L* в Ne и линии *M* в Ag могут появляться также и в спектрах поглощения, ибо у этих элементов нет следующих внешних

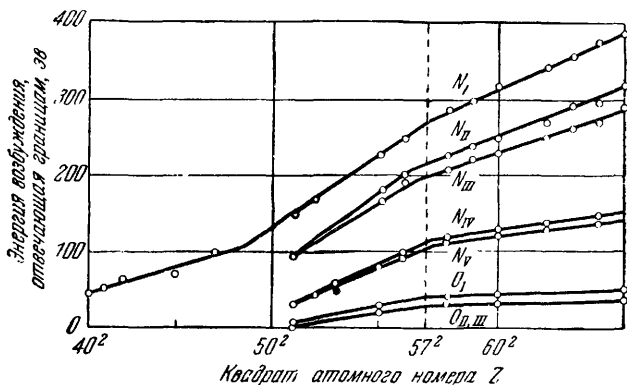


Рис. 350. Предел применимости простых соотношений, показанных на рис. 349.

При построении оболочек *K* и *L* электроны, добавляющиеся с возрастанием атомного номера, всегда пристраиваются на самой внешней оболочке, и поэтому энергия возбуждения растет почти пропорционально Z^2 (ср. уравнение (273), § 185). Более внешние оболочки *M*, *N*, *O*, ... частично заполняются одновременно. Так, например, заполнение оболочки *O* у $_{57}\text{La}$ прерывается, пока не заполнится оболочка *N* и число электронов на ней не возрастет от его предварительного значения 18 до окончательного значения (т. е. до 32 электронов). В это время энергия возбуждения электронов внешних оболочек растет медленнее, чем в случае атомов с номером до $Z=57$. Наличие точек излома на кривых сыграло важную роль при объяснении строения электронных оболочек.

оболочек.) У всех же элементов, не относящихся к группе инертных газов, главные серии в длинноволновой части спектра не связаны с рентгеновскими линиями. Они обусловлены электронами из *незаполненных* оболочек во внешних областях атома. Для некоторых атомов удалось установить схему уровней для всего спектра, начиная от рентгеновской области и кончая видимой. На рис. 354 это показано на примере атома калия. *Один лишь элемент — водород вообще не имеет заполненных оболочек и, следовательно, не имеет и рентгеновского спектра.*

На схеме рис. 348 показаны линейчатые спектры атомов. Поэтому принципиально наблюдения должны производиться с одноатомными парами соответствующих элементов (например, со струями их паров, служащими антикатадами). При объеди-

нении атомов в молекулы и особенно в гигантские молекулы кристаллов спектры в длинноволновой («оптической») области полностью изменяются. Химическая связь и кристаллическое строение начинают уже отчетливо сказываться и на длинноволновой части рентгеновского спектра (см. § 137).

Лишь в области коротковолнового рентгеновского света это влияние имеет совершенно подчиненное значение. По этим причинам большинство рентгеновских спектральных линий и краев поглощения, показанных на рис. 348, могло наблюдаться и в твердых телах.

Схема рис. 348, хотя она и содержит данные о *положении* важнейших границ поглощения, не говорит ничего о величинах коэффициентов поглощения. На рис. 346, б показаны значения этих коэффициентов лишь для некоторых случаев. Поэтому на рис. 351 показана зависимость от атомного номера Z величины коэффициента поглощения только для одной, но практически очень важной длины волны, а именно для $\lambda = 0,2 \text{ \AA}$. Она соответствует напряжению на рентгеновской трубке, примерно равному 60 кв.

§ 186. Фотоэффект, в частности внутриатомный, в рентгеновской области. Фотоэффект в рентгеновской области рассматривался в § 149 вкратце и лишь качественно. Рентгеновский свет благодаря своей высокой частоте сообщает электронам большую кинетическую энергию. Поэтому можно сделать видимыми пути электронов в камере Вильсона и по длинам путей определить скорость и энергию электронов.

Для обстоятельных количественных исследований электроны заставляют двигаться в однородном *магнитном поле* в направлении, перпендикулярном к силовым линиям поля. Траектории электронов становятся круговыми. По радиусу кривизны траектории r и величине магнитной индукции поля (плотности магнитного потока) \mathfrak{B} определяют скорость и энергию электронов (рис. 352).

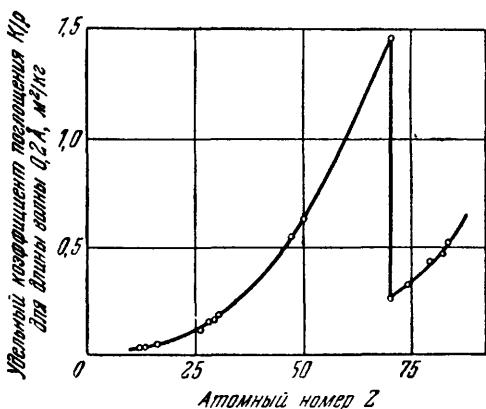


Рис. 351. Влияние атомного номера Z на поглощение жестких рентгеновских лучей с длиной волн $\lambda = 0,2 \text{ \AA}$.

Рисунок основан на данных Баркла. Связь с рис. 348 усматривается без труда.

Для получения показанной на рисунке кривой пользуются уравнениями

$$\mathfrak{B} r = \frac{m}{e} u, \quad [258^*]$$

$$m = m_0 \left(1 - \frac{u^2}{c^2}\right)^{-1/2} = m_0 \left(1 + \frac{1}{2} \frac{u^2}{c^2} + \dots\right), \quad [279]$$

$$(m - m_0) c^2 = eU. \quad [319]$$

(Номера уравнений в квадратных скобках указывают номера соответствующих уравнений в «Электричестве».) Здесь \mathfrak{B} — магнитная индукция в единицах $\text{в} \cdot \text{сек}/\text{м}^2$ ($\approx 10^4 \text{ гс}$), r — радиус кривизны в м, $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ а} \cdot \text{сек}$, $c = 3 \cdot 10^8 \text{ м/сек}$, m_0 — масса покоя электрона = $9,11 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$.

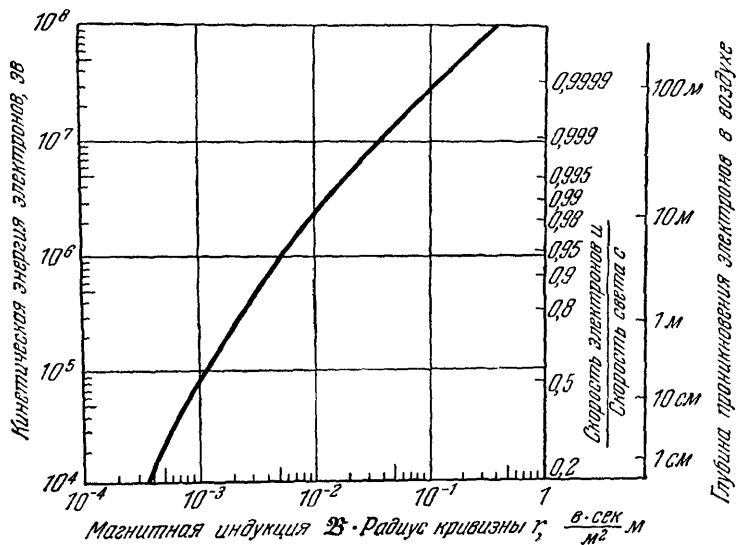


Рис. 352. К определению скорости u и кинетической энергии $(m - m_0)c^2 = eU$ из радиуса r траектории электрона в однородном магнитном поле.

Самая правая ордината на чертеже, отвечающая глубине проникновения $w = 1/K$, построена по данным, приведенным в § 169 под уравнением (244). Дальнейшие сведения о глубине проникновения корпускулярных лучей можно найти в томе «Электричество», § 172, табл. 15.

Круговые траектории электронов можно измерять на фотографиях, сделанных в камере Вильсона. Лучшим, однако, оказывается другой фотографический метод, схема которого показана в двух вариантах на рис. 353. В обоих однородное магнитное поле и продольное направление исследуемого источника электронов перпендикулярны к плоскости чертежа. Каждой скорости соответствует определенный радиус кривизны r , следовательно, узкая черточка на фотографической пластинке. Совокупность этих черточек образует «спектр скоростей» (рис. 353, внизу).

Эти установки первоначально были разработаны для изучения β -лучей радиоактивных веществ. Лишь впоследствии их с большой пользой применили для исследования фотоэффекта в рентгеновской области. В этом случае источником электронов служит тело, облучаемое рентгеновским светом (стрелка R на рис. 353). Оно представляет собой чрезвычайно тонкую пленку. Тогда электронам внутри тела не приходится проходить сколько-нибудь заметный путь; они сохраняют свою первоначальную скорость, сообщенную им рентгеновским светом. Поэтому в случае монохроматического рентгеновского света можно было бы ожидать одинаковой скорости у всех электронов. Опыт, однако, дает иной результат: всегда получается растянутый спектр скоростей, состоящий из нескольких линий. Например, при воздействии на серебро излучения, соответствующего K_{α} -линии вольфрамового антикатада, т. е. энергией $h\nu = 59\,100$ эв, в спектре скоростей появляются четыре линии. Им соответствуют четыре группы электронов, причем для каждой характерна своя определенная скорость. Их кинетические энергии таковы:

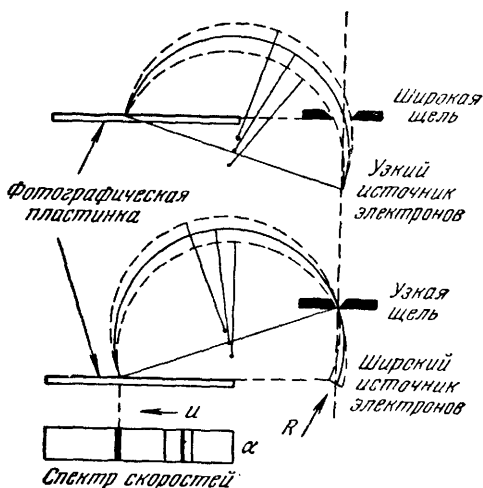


Рис. 353. Схема установки для фотографирования спектров скоростей корпускулярных лучей.

Однородное магнитное поле с магнитной индукцией H ориентировано перпендикулярно к плоскости чертежа. Способ расшифровки фотографий объяснен в тексте.

$$\text{Группа I } eU_{\text{I}} = 55\,800 \text{ эв,}$$

$$\text{Группа II } eU_{\text{II}} = 33\,800 \text{ эв,}$$

$$\text{Группа III } eU_{\text{III}} = 21\,300 \text{ эв,}$$

$$\text{Группа IV } eU_{\text{IV}} = 18\,600 \text{ эв.}$$

Для истолкования групп I и II нам достаточно обратиться к уравнению фотоэффекта

$$eU = h\nu - J \quad (226)$$

Кинетическая энергия
электронов во
внешнем пространстве

Энергия кванта
поглощенного света

Работа выхода
электрона

и к схеме рентгеновских уровней энергии облучаемого атома; последняя даст нам работу ионизации, или работу выхода электронов из атомных оболочек K , L , M и т. д.

В приведенном выше примере энергия поглощения K_{α} -излучения вольфрама $h\nu$ равнялась 59 100 эв. Работа ионизации атома серебра составляет

$$\begin{aligned} & 3340 \text{ эв для электрона из } L\text{-оболочки,} \\ & 25400 \text{ эв для электрона из } K\text{-оболочки.} \end{aligned}$$

Таким образом, для электрона из L -оболочки атома серебра уравнение фотоэффекта имеет вид

$$eU_I = 59\,100 - 3340 = 55\,760 \text{ эв,}$$

а для электрона из K -оболочки

$$eU_{II} = 59\,100 - 25\,400 = 33\,700 \text{ эв.}$$

Обе величины хорошо совпадают с наблюдаемыми.

Две другие линии в спектре скоростей (группы III и IV) никак не связаны с первичным поглощением излучения вольфрама. Они возникают вследствие *вторичного* процесса: электрон, вырванный в первичном процессе из K -оболочки, через короткое время замещается электроном из более внешней оболочки, например из M - или L -оболочки. При этом испускаются спектральные линии атома *серебра* K_{β} или K_{α} . Оба монохроматических излучения начинают теперь играть роль нового первичного излучения. Своими энергиями в 24 900 эв и 22 100 эв они ионизируют свой собственный исходный атом. Они, например, выбрасывают за пределы атома следующий электрон из L -оболочки. Для этого требуется работа ионизации, равная всего лишь 3340 эв. Таким образом, у выброшенных во внешнее пространство электронов еще остаются значительные запасы кинетической энергии, а именно

$$eU_{III} = 24\,900 - 3340 = 21\,560 \text{ эв,}$$

$$eU_{IV} = 22\,100 - 3340 = 18\,760 \text{ эв.}$$

Значит, в нашем примере электроны энергетических групп III и IV возникают вследствие *внутриатомного* (как его назвал П. Оже) фотоэффекта — нового явления, неизвестного в области длинных волн.

В камере Вильсона фотоэффект в рентгеновской области очень часто дает *две* траектории, исходящие из одной точки (см. рис. 312). Короткая траектория соответствует электрону вторичного внутриатомного фотоэффекта.

То обстоятельство, что внутриатомный фотоэффект возникает достаточно часто, представляется нам удивительным. Это не согласуется с экспериментальными данными о поглощении рентгеновского света в тонких слоях. В своем «исходном атоме» рентгеновский свет должен испытывать поглощение, на порядки превышающее то, которого следовало бы ожидать, исходя из «толщины слоя» атомной оболочки. Это — простейшее описание положения дел. На самом деле рентгеновский свет даже не возникает, а имеет место иной, безызлучательный переход между различными энергетическими состояниями.

§ 187. Общая схема уровней для всего спектра. Следуя общепринятому обычаю, мы установили отдельные схемы уровней

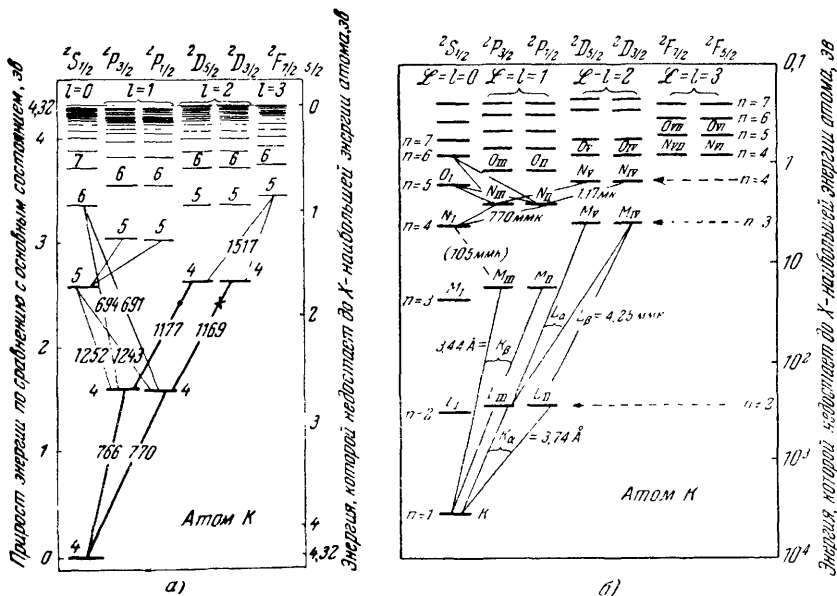


Рис. 354. Схемы уровней нейтрального атома калия для видимой (а) и видимой и рентгеновской (б) областей.

Значение строчных букв *l* объясняется в § 190. Длина волны 105 мкм, показанная пунктиром, еще не наблюдалась. Значение больших букв *ℓ* разъясняется в § 191. Они подразделяют уровни *L*, *M*, ... на ряд подуровней *L*_I, *L*_{II}, *L*_{III} и *M*_I—*M*_V. Эти подуровни образуют ступеньки лесенок *P*, лесенок *D* и т. д., отличающихся друг от друга индексом, стоящим справа внизу.

как для рентгеновского, так и для длинноволнового света. Это оправдано не только историей вопроса, но и существом дела. Уровни энергии атомов для обычного света охватывают области энергии *hν* порядка 10 эв, для рентгеновского же света — области энергии порядка 10⁵ эв.

В рентгеновской части спектра отдельные уровни обозначают буквами K, L, M, N, \dots и индексами I, II, III, ..., а в длинноволновой — числом, одной из букв S, P, D, F, \dots и двумя индексами, которыми снабжают эти буквы.

Рис. 354, *a* и *б* должны пояснить связь между этими двумя способами обозначения. Оба они относятся к атому калия. На рис. 354, *б* ординате пришлось придать логарифмический масштаб. Верхние части обоих рисунков одинаковы, если не считать двух различий: обе лесенки F на рис. 354, *б* уже не объединены в одну; кроме того, для обозначений использована буква \mathcal{L} , которая впервые появится в § 191.

До сих пор мы использовали энергетическую схему уровней для графического представления наблюдаемых на опыте спектральных серий. При этом вначале мы уславливались рассматривать буквенные и цифровые обозначения различных лесенок уровней просто как некие обозначения. Это целесообразно и позволяет избежать многих бесплодных исторических экскурсов. Теперь, однако, пора выяснить смысл наших обозначений и физическую природу различных лесенок уровней в одном и том же атоме. Для этого нам надо ввести в рассмотрение два новых свойства электрона. Об них пойдет речь в § 188.

§ 188. Момент количества движения (спин) и магнитный момент электрона. Вначале были известные только две величины, характеризующие электрон, а именно его заряд $e = 1,6 \times 10^{-19}$ а · сек и его масса покоя $m_0 = 9,11 \cdot 10^{-31}$ кг.

Если такой электрон движется по круговой орбите радиуса r со скоростью u , то он создает, подобно круговому току, магнитный момент

$$m = \frac{\mu_0}{2} e [ur], \quad (276)$$

где μ_0 — магнитная проницаемость вакуума, равная $1,256 \times 10^{-6}$ в · сек/а · м.

При этом движении по круговой орбите электрон обладает моментом количества движения, или вращательным импульсом,

$$\mathfrak{G}^* = m [ru]. \quad (277)$$

Из уравнений (276) и (277) получаем в случае движения электрона по круговой орбите гиромагнитное отношение

$$\frac{\text{Магнитный момент } m}{\text{Момент количества движения } \mathfrak{G}^*} = - \frac{\mu_0}{2} \frac{e}{m}; \quad (278)$$

знак минус показывает здесь, что магнитный момент и момент количества движения направлены в противоположные стороны.

В боровской модели атома водорода электрон обладает на самой маленькой из стабильных круговых орбит моментом ко-

личества движения $\mathfrak{S}^* = h/2\pi$. Подставляя эту величину в (278), получаем «элементарный магнитный момент», или «магнетон Бора»,

$$m_B = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{e}{m} h = 1,15 \cdot 10^{-29} \text{ в} \cdot \text{сек} \cdot \text{м}. \quad (279)$$

Значительно позднее были найдены еще две характеристики электрона.

1. Электрон обладает, даже в том случае, когда его центр тяжести покоится, моментом количества движения (спиновым моментом, или, коротко, *спином*)

$$\mathfrak{S}^* = \frac{1}{2} \frac{h}{2\pi}. \quad (280)$$

Электрон характеризуется также спиновым квантовым числом $s = 1/2$.

2. Электрон обладает магнитным моментом m , равным магнетону Бора, т. е. $m = m_B$. Он связан со спиновым моментом через гиромагнитное отношение

$$\frac{m}{\mathfrak{S}^*} = - \frac{\mu_0}{2} \frac{e}{m} g_{\text{электрона}},$$

где $g_{\text{электрона}} = 2,0022$ (коэффициент g называется также множителем Ланде).

Экспериментальное обоснование. Измерение гиромагнитного отношения описано в §§ 128 и 129 «Электричества». Измеренное отношение сравнивается с отношением, вычисленным для электрона из уравнения (278). Их отношение и есть множитель Ланде. Для электрона, центр тяжести которого покоится, этот множитель равен 2; его прецизионные измерения дают 2,0022. Если допустить, что магнитный момент электрона равен одному магнетону Бора (см. уравнение (279)), то спиновый момент электрона окажется равным $\mathfrak{S}^* = \frac{1}{2} \frac{h}{2\pi}$. Это допущение находит свое экспериментальное обоснование в § 192.

§ 189. О систематике спектральных серий. Расширив наши сведения о свойствах электрона, мы еще раз возвратимся к боровской модели атома водорода. В этой модели использовалось одно, а именно главное квантовое число и в схеме уровней была всего лишь одна лесенка (см. рис. 317).

Однако уже в случае немного более сложных спектров, а именно спектров щелочных металлов, оказалось невозможным обойтись одной лесенкой уровней: на рис. 318 пришлось воспользоваться по меньшей мере тремя лесенками S, P, D, \dots для того, чтобы можно было воспроизвести главную серию и две побочные. Возникновение этих лесенок S, P, D, F, \dots можно объяснить, вводя второе квантовое число, связанное с орбитальным моментом количества движения; его обозначают через l

в случае одного оптического электрона или через \mathcal{L} в случае нескольких оптических электронов¹⁾).

Такого расщепления этой лесенки уровней на ряд лесенок S, P, D, F, \dots недостаточно, чтобы передать тонкие детали наблюдаемых спектров, а именно, их мультиплетные структуры (например, дублетную структуру линии D натрия). Необходимо допустить дальнейшее расщепление лесенок P, D, F, \dots . Это достигается введением третьего квантового числа, *связанного с моментом количества движения*; оно обозначается через j в случае одного оптического электрона или через \mathcal{J} в случае нескольких оптических электронов.

Все это будет изложено в §§ 190 и 191 и притом в рамках давно превзойденной плоскостной модели атома Бора. Здесь мы встретимся с третьим, сохранившим свое значение результатом, к которому приводит эта модель: она показывает, каким образом можно достигнуть расщепления одной лесенки уровней на несколько лесенок. Полученный результат не только позволил существенно продвинуть систематику спектральных серий, но и привел также к созданию нынешних, очень содержательных обозначений, характеризующих лесенки уровней.

§ 190. Лесенки S, P, D, \dots схемы уровней. В боровской модели водородного атома электрон совершает движение в центральном поле ядра. *Главное квантовое число n определяет энергию атома (см. уравнение (257)) и местонахождение электрона в различных оболочках K, L, M, \dots*

При центральном движении каждую круговую орбиту с диаметром $2r$ можно заменить *эллипсом* с большой осью $a=2r$. Это никак не скажется на энергии атома. Обращаясь по эллиптической орбите, электрон обладает, так же как и при движении по круговой орбите, постоянным во

времени моментом количества движения (закон площадей). Это поясняется рис. 355.

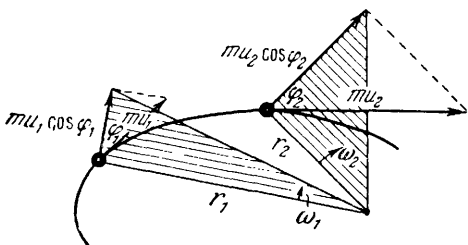


Рис. 355. Орбитальный момент количества движения $\Theta\omega$ электрона на эллиптической орбите.

Величина момента количества движения выражается площадью заштрихованных треугольников, а его направление — вектором, перпендикулярным плоскости чертежа. Мгновенные значения момента инерции $\Theta = mr^2$ и угловой скорости $\omega = u \frac{\cos \varphi}{r}$ периодически изменяются при обращении по орбите

¹⁾ Оптическими электронами в оболочечной модели атома называют электроны, принадлежащие к незаполненным оболочкам.

Главное квантовое число n делает разрешенными лишь некоторые определенные *радиусы* круговых орбит (см. уравнение (255)). Аналогичным образом разрешенная *форма* эллиптических орбит определяется вторым квантовым числом, а именно *орбитальным квантовым числом* l ; момент количества движения электрона на эллиптической орбите (см. рис. 355) должен равняться

$$\mathcal{G}^* = \frac{(l+1)h}{2\pi}.$$

Число l принимает целые значения от 0 до $(n-1)$. При наибольшем значении орбитального квантового числа $l=(n-1)$ эллипс превращается в окружность.

На рис. 355а приведены некоторые примеры: справа показаны эллиптические орбиты, которые могут существовать в N -оболочке. Все эти четыре орбиты имеют одинаковое главное

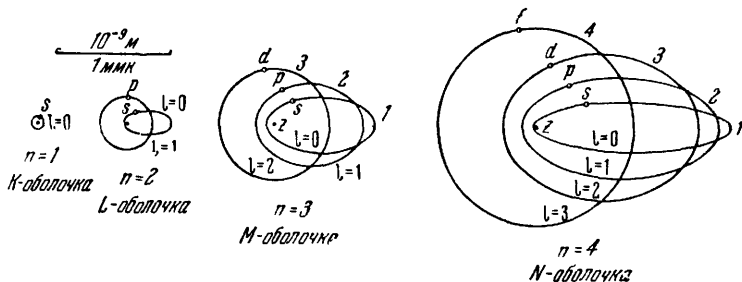


Рис. 355а. Формы разрешенных орбит в K -, L -, M - и N -оболочках.

При заданном главном квантовом числе n возможны только $(n-1)$ значений орбитального квантового числа l . Последнее определяет число и форму возможных кеплеровских эллипсов. В каждом случае наиболее вытянутый эллипс имеет орбитальное число $l=0$. При $n=1$ (т. е. в K -оболочке) даже этот эллипс превращается в окружность. Курсивные цифры на изображениях M - и N -оболочек ранее обозначали кратное элементарного момента количества движения $h/2\pi$. В настоящее время вместо этих величин используют сами числа l , а не $(l+1)$.

квантовое число $n=4$; их орбитальные квантовые числа l равны 3, 2, 1 и 0. Все четыре орбиты имеют одинаковые большие оси. Время обращения электрона на всех этих орбитах одинаково и каждой из них отвечает одна и та же энергия атома. На первых трех схемах рис. 355а изображены орбиты для K -, L - и M -оболочек. Для каждой из них указано главное квантовое число n и приведены все возможные значения орбитального квантового числа.

Эти орбиты и обращающиеся по ним электроны часто обозначают строчными буквами s, p, d, f, \dots . Самый вытянутый из эллипсов во всех случаях называется s -орбитой, или орбитой s -электрона; s -орбита имеет форму окружности лишь в том

случае, когда главное квантовое число $n=1$; во всех остальных случаях она всегда имеет форму эллипса. При $n=1$ (K -оболочка, самая левая на рис. 355а) некруговых орбит нет. (Масштаб рис. 355а определяется тем, что заряд ядра Z на нем выбран таким же, как у атома водорода ${}^1\text{H}$, т. е. $1e$. Для иона с $(Z-1)$ зарядом и порядковым номером Z все расстояния и длины следовало бы сократить в Z^2 раз.)

Введя эти эллиптические орбиты, мы пока ничего не выиграли: несмотря на разные квантовые числа, все они дают для

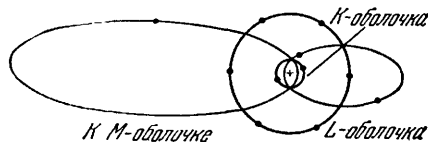


Рис. 356. Плоская модель атома ${}_{11}\text{Na}$, поясняющая понятие «погруженной орбиты».

Такие плоские представления не согласуются с принципом Паули (см. § 197) и не позволяют увидеть, что полный момент количества движения *заполненных* оболочек равен нулю.

«Вырождение» исчезает, однако, при центральных зарядах больших размеров и наличии структуры; это относится ко всем атомам с порядковыми номерами $Z > 1$, т. е., например, к атомам щелочных металлов. Для атома Na справедлива схема, изображенная на рис. 356. Ядро с одиннадцатью положительными зарядами охвачено обоими электронами K -оболочки и восемью электронами L -оболочки. Эти электроны экранируют часть ядерного заряда, так что остается только *эффективный заряд ядра* Z^* . Вытянутые эллипсы, т. е. эллипсы с малым орбитальным квантовым числом l , подходят ближе всех других эллипсов к протяженному центральному заряду («остову» атома). Они могут даже вторгнуться в область, занятую заполненными оболочками («*проникающие орбиты*»). В обоих случаях возникает возмущение эллиптических орбит; начинается «*вращение их перигелия*». Эти возмущения снимают вырождение, т. е. эллиптические орбиты с различным эксцентриситетом приобретают теперь уже разные энергии. Или, другими словами: уровни энергии расщепляются, вместо *одной* лесенки уровней получается несколько соседних лесенок. Их различают буквами S, P, D, F, \dots

Их энергетические ступеньки равны (ср. (237) и рис. 316)

$$-R_y(Z^*)^2 \frac{h}{(n+s, p, d, f, \dots)^2}.$$

Итак, получается схема уровней, подобная изображенной на рис. 318. Эта схема во всяком случае способна объяснить появ-

ление главной серии, обеих побочных серий и бергмановских серий (на рис. 318 последние не показаны).

(Происхождение обозначений *S* (Sharp) — резкая побочная серия, *P* (Principal) — главная серия, *D* (Diffuse) — диффузная побочная серия. Следующие за этими обозначения *F*₁, *F*₂, ... и т. д., которыми обозначаются бергмановские серии, связано с термином «Fundamental» — фундаментальные серии)

В боровском представлении наиболее вытянутый эллипс имеет орбитальное квантовое число $l=0$ и орбитальный момент количества движения, равный $(l+1)h/2\pi$, т. е. $1 \cdot h/2\pi$. Момент, равный нулю, отпадает; ему должно было бы соответствовать линейное колебание вдоль прямой, проходящей сквозь атомное ядро. В современной квантовой механике модели атома дело обстоит иначе. Там само орбитальное квантовое число l , а не $(l+1)$ дает орбитальный момент, кратный $h/2\pi$. Это положение впоследствии стали переносить и на устаревшую плоскостную модель, т. е. стали пренебрегать орбитальным моментом наиболее вытянутых эллипсов.

В настоящее время электрон без орбитального момента количества движения ($l=0$) называют *s*-электроном, *p*-электрон обладает орбитальным моментом количества движения, равным $1 \cdot h/2\pi$ (т. е. $l=1$); у *d*-электрона он равен $2 \cdot h/2\pi$ (т. е. $l=2$) и т. д. Этими символами описывают «электронные конфигурации». Например, конфигурация *3pd* значит, что два электрона имеют главное квантовое число $n=3$, т. е. относятся к уровню в *M*-оболочке. У одного из них, называемого *p*-электроном, орбитальное квантовое число $l=1$, а у другого, называемого *d*-электроном, $l=2$.

§ 191. Расщепление лесенок *S, P, D, F, ...* в схеме уровней. Это расщепление возникает, как уже говорилось в § 189, благодаря учету *спина*.

Орбитальный (квантовое число l) и спиновый (квантовое число s) моменты количества движения электрона могут совпадать по направлению или быть направленными в противоположные стороны (т. е. они могут быть параллельными или антипараллельными). Сумма обоих моментов дает *полный момент количества движения* оптического электрона, которому отвечает квантовое число j . Вместо $l=0$ (что отвечает электрону без орбитального момента) получается $j=1/2$, вместо $l=1$ получаются квантовые числа $j=3/2$ и $j=1/2$, вместо $l=2$ — квантовые числа $j=5/2$ и $j=3/2$ и т. д. Для схемы энергетических уровней это означает следующее: лесенка *S* остается ординарной, а лесенки *P, D, F, ...* расщепляются каждая на две. Квантовое число j полного момента оптического электрона

приписывается к наименованию лесенки S , P , D , F в виде индекса справа внизу (см. рис. 354).

Уже во втором вертикальном столбце периодической системы двухвалентные щелочноземельные металлы имеют по два опти-

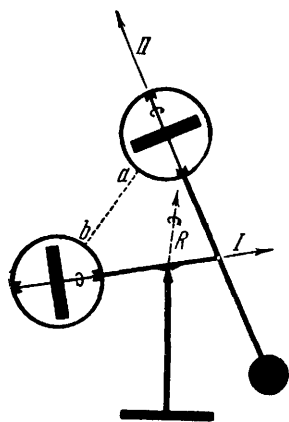


Рис. 357. К векторному сложению двух моментов количества движения I и II с образованием результирующего момента количества движения R .

Благодаря натянутой резинке ab , каждый волчок может сообщать другому небольшой момент силы, ось которого перпендикулярна к плоскости чертежа. Тогда оба волчка будут совершать прецессионное движение. Оси их моментов количества движения (вращательных импульсов) образуют ось результирующего момента R по коническим поверхностям.

количества движения атома. Ниже мы опишем отдельные этапы этой процедуры.

Все моменты количества движения должны складываться *векторным* образом. К такому сложению мы привыкли в «Механике», пользуясь им при рассмотрении всех гироскопических явлений. При этом складывались *как угодно направленные* моменты количества движения (рис. 357, без резинки ba).

Рассматривая атомные явления, мы не можем так поступать. Атомные явления управляются постоянной Планка h , что

человек; у элементов третьего столбца их три, и т. д. К этому надо добавить, что электроны отнюдь не остаются в одной плоскости, а сложным образом располагаются в пространстве. Представить себе эту пространственную картину с помощью модели очень нелегко. Аналогичные трудности возникают в химии, когда речь заходит о структуре молекул. Там было выработано понятие о некоем *скелете*, или «остове», — структурных формулах, при помощи которых удалось решить множество задач и достичь громадных успехов. Нечто подобное было введено и в оптике; здесь важные услуги оказывает *векторная схема*, построенная на основе боровской модели. С помощью такой схемы можно найти для многовалентных атомов (т. е. для атомов с несколькими оптическими электронами) общий орбитальный момент количества движения $\mathcal{L}h/2\pi$, исходя из орбитальных моментов количества движения $l \cdot h/2\pi$ отдельных оптических электронов. То же можно проделать для общего спинового момента $\mathcal{S}h/2\pi$ оптических электронов. Наконец, из моментов обоих видов, орбитального и спинового, можно образовать результирующий момент $\mathcal{J}h/2\pi$ и получить таким образом квантовое число \mathcal{J} , характеризующее полный момент

приводит к новому правилу сложения векторов моментов количества движения. В несколько упрощенном виде это правило гласит: *при любом векторном сложении элементарных моментов (орбитальных или спиновых) результирующий момент снова должен равняться элементарному моменту количества движения*

$h/2\pi$, умноженному на целое или полуцелое число a ¹⁾. Иллюстрирующий это пример показан на рис. 358. Складываются орбитальные моменты двух электронов с орбитальными квантовыми числами $l=1$ и $l=2$, т. е. с моментами $1 \cdot h/2\pi$ и $2 \cdot h/2\pi$. Здесь имеются три возможности: для результирующего орбитального момента допускаются орбитальные квантовые числа $\mathcal{L} = 1, \mathcal{L} = 2$ и $\mathcal{L} = 3$.

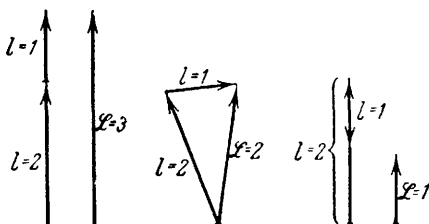


Рис. 358. К векторному сложению двух атомных моментов количества движения по упрощенному правилу.

Приведенный пример относится к орбитальному моменту количества движения двух электронов с орбитальными квантовыми числами $l=1$ и $l=2$, т. е. один электрон должен иметь орбитальный момент количества движения, равный $1 \cdot h/2\pi$, а другой, равный $2h/2\pi$. Для результирующего орбитального момента количества движения атома квантовые числа \mathcal{L} могут равняться 1, 2 и 3, т. е. результирующий момент может равняться одно-, дву- и трехкратной величине элементарного орбитального момента количества движения $h/2\pi$.

$$\left. \begin{array}{l} \mathcal{L} = 1 \\ \mathcal{L} = 2 \\ \mathcal{L} = 3 \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{соответствует} \\ \text{лесенке} \end{array} \left\{ \begin{array}{l} P \\ D \\ F^2 \end{array} \right.$$

Аналогичным образом из спиновых моментов отдельных электронов составляется результирующий спиновый момент со спиновым квантовым числом \mathcal{S} .

Наконец, на третьем этапе орбитальный момент $\mathcal{L}h/2\pi$ векторно складывается со спиновым моментом $\mathcal{S}h/2\pi$ (по тому же правилу, что и выше), образуя полный момент $\mathcal{J}h/2\pi$. При этом для атома, помимо трех уже использованных квантовых чисел n , \mathcal{L} и \mathcal{S} , появляется четвертое квантовое число \mathcal{J} , характеризующее полный момент; его называют «внутренним квантовым числом». Число значений, которое может принимать \mathcal{J} , равно $(2\mathcal{S} + 1)$, если $\mathcal{L} > \mathcal{S}$, и $(2\mathcal{L} + 1)$, если $\mathcal{L} < \mathcal{S}$. В этом легче всего убедиться с помощью графического построения; оно приводится для случая $\mathcal{L} < \mathcal{S}$ на двух примерах (рис. 359 и рис. 360) и для случая $\mathcal{L} > \mathcal{S}$ на одном (рис. 361). Число различных внутренних квантовых чисел \mathcal{J} равно числу лесенок, на которые должны расщепиться отдельные лесенки

¹⁾ Точнее говоря, на $\sqrt{a(a+1)}$.

²⁾ Поскольку одновалентные атомы щелочных металлов имеют всего лишь один оптический электрон, для них $\mathcal{L} = l$ (рис. 354, б).

S, P, D . Это число, кратко называемое «мультиплетностью спектра», приписывается к буквам S, P, D, \dots в виде индекса вверху слева. Оно приписывается также и соответствующей лесенке S , хотя последняя никогда не расщепляется.

Спиновый момент $\frac{1}{2} h/2\pi$ каждого оптического электрона, т. е. электрона недостроенной оболочки, можно изобразить маленькой стрелкой (\uparrow). Все эти стрелки могут устанавливаться либо параллельно ($\uparrow\uparrow$), либо антипараллельно ($\uparrow\downarrow$).

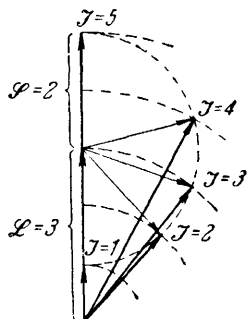


Рис. 359. Для атома векторное сложение орбитального момента количества движения $\mathcal{L} h/2\pi = 3 \cdot h/2\pi$ и спинового момента количества движения $\mathcal{S} \cdot h/2\pi = 2h/2\pi$ дает результирующую в виде пяти различных значений полного момента количества движения $\mathcal{J} \cdot h/2\pi$, т. е. их число равно $(2\mathcal{S} + 1)$.

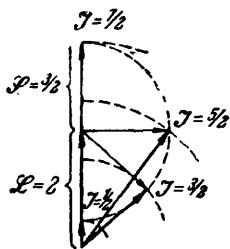


Рис. 360. То же, что и на рис. 359, но $\mathcal{L} = 2$ и $\mathcal{S} = 3/2$; получается четыре различных значения полного момента количества движения, т. е. их число снова равно $(2\mathcal{S} + 1)$.

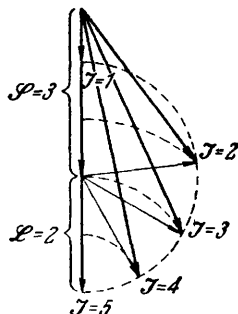


Рис. 361. Для атома векторное сложение орбитального момента количества движения $\mathcal{L} h/2\pi = 2h/2\pi$ и спинового момента количества движения $\mathcal{S} \cdot h/2\pi = 3h/2\pi$ дает результирующую в виде пяти различных значений полного момента количества движения $\mathcal{J} \cdot h/2\pi$, т. е. их число равно $(2\mathcal{L} + 1)$.

Для *одного* оптического электрона (нечетное число), например в атоме H или Na, $\mathcal{S} = 1/2$, т. е. мультиплетность равна $(2\mathcal{S} + 1) = 2$ (четное число). Для *двух* оптических электронов (четное число), например в атоме щелочноземельного металла, спиновые квантовые числа могут принимать значения $\mathcal{S} = 0$ ($\uparrow\downarrow$) и $\mathcal{S} = 1$ ($\uparrow\uparrow$); это отвечает мультиплетностям $(2\mathcal{S} + 1) = 1$ и $(2\mathcal{S} + 1) = 3$ (нечетные числа). Для *трех* оптических электронов (нечетное число), например в атоме Al, получается $\mathcal{S} = \frac{1}{2}$ ($\uparrow\uparrow\downarrow$) и $\mathcal{S} = \frac{3}{2}$ ($\uparrow\uparrow\uparrow$), т. е. мультиплетности принимают значения $(2\mathcal{S} + 1) = 2$, $(2\mathcal{S} + 1) = 4$ (четные числа) и т. д.

Содержание этих высказываний совпадает с *законом чередования Ридберга* (см. § 177). Так, эмпирически найденный закон получает с помощью понятия спинового момента и векторной схемы ясное истолкование.

Благодаря наличию магнитного момента орбитальный и спиновый моменты количества движения электрона оказываются не независимыми. Они вызывают друг у друга вращательные моменты, они «связаны». В механической модели (см. рис. 357) такие вращательные моменты можно имитировать натянутой резинкой *ab*. Они вызывают *прецессионное движение*, т. е. каждая из двух стрелок, изображающих момент количества движения, описывает конус, осью которого служит результирующий момент *R*. То же относится и к сложению *элементарных* моментов, что пояснено на рис. 362. Частота прецессии ν_p определяет величины энергии $h\nu_p$, на которые отличаются в «многократных» лесенках энергии ступеней с одинаковым главным квантовым числом. При сильной связи частота прецессии становится сравнимой с частотой обращения электрона. Тогда получают очень сложные движения и отдельные моменты теряют свое самостоятельное значение.

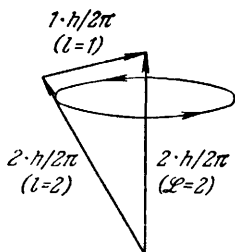


Рис. 362. Магнитная связь может привести к прецессионному движению вокруг оси результирующего момента количества движения $L h/2\pi$.

Данный рисунок вместе с рис. 358 показывает это для случая $L=2$.

§ 192. Пространственное квантование.

Одновалентные атомы щелочных металлов обладают лишь *одним* оптическим электроном. Это *s-электрон*, т. е. электрон, *лишенный орбитального момента*; благодаря наличию спина этот электрон сообщает атому уже в основном состоянии ${}^2S_{1/2}$ постоянный магнитный момент. *Атомы щелочных атомов парамагнитны*, что позволяет использовать их для изучения важного явления *пространственного квантования*, открытого Штерном и Герлахом.

Представим себе следующую установку; два длинных магнитных полюса различной формы расположены параллельно друг другу так, что их продольные направления перпендикулярны к плоскости чертежа. Один из полюсов представляет собой длинную прямоугольную пластину, другой — длинное лезвие. Магнитное поле между такими полюсами неоднородно; у лезвия оно велико, у пластины — мало. Параллельно длинным магнитным полюсам, т. е. также перпендикулярно к плоскости чертежа, направим тонкий параллельный пучок нейтральных атомов щелочного металла.

Оси моментов количества движения атома служат одновременно осям их магнитных моментов m , которые связаны с механическим моментом \mathcal{G}^* . Перед попаданием в магнитное поле направления магнитных моментов m беспорядочно

распределены в пространстве; встречаются любые углы θ между моментами и направлением поля. Согласно классическим представлениям, в поле все эти углы должны сохраняться. Хотя магнитное поле создает в каждом атоме вращающий момент

$$\mathfrak{M} = m\dot{\phi} \sin \theta$$

(см. «Электричество», (96)), но последний вызывает лишь *прецессионное движение* атома. Оси моментов количества движения атомов движутся по поверхности конуса с углом раскрытия θ , причем ось конуса направлена вдоль поля. Вместе с тем, в неоднородном поле на каждый атом действует в направлении поля сила

$$\mathfrak{K} = m \cos \theta \left(\frac{\partial \dot{\phi}}{\partial x} \right) \quad (281)$$

(см. также «Электричество», (101)). Эта сила должна была бы привести к веерообразному размытию пучка, поскольку в пучке представлены атомы со всеми направлениями θ .

Наблюдается, однако, совершенно иное: пучок расщепляется в поле всего лишь на *два* пучка, симметричных относительно начального его направления. Один из них ближе к тому полюсу, который имеет форму пластинки, другой — к тому, который имеет форму лезвия. В рамках корпускулярных представлений это вообще непонятно и может быть объяснено лишь с помощью представлений об электроне как о волне (см. § 230).

В одном из этих пучков $\theta = 0$, в другом $\theta = 180^\circ$, т. е. в магнитном поле направление магнитного момента атома либо параллельно, либо антипараллельно направлению поля. Этот экспериментальный факт носит название пространственного квантования, или квантования ориентации.

Как правило, одному квантовому числу \mathcal{S} отвечает $(2\mathcal{S} + 1)$ возможных «направлений» (ср. рис. 359 и 360). Поскольку имеется два таких направления, получим, что $\mathcal{S} = \frac{1}{2}$; значит, оптический электрон атома щелочного металла имеет спиновый момент количества движения, равный $\mathfrak{S}^* = \frac{1}{2} h/2\pi$.

§ 193. Расщепление спектральных линий в магнитном поле. Нормальное явление Зеемана. В 1896 г., в Лейдене, Зееман обнаружил, что магнитное поле изменяет частоту спектральных линий. В научных кругах это открытие произвело такую же сенсацию, какую незадолго до того вызвало во всем мире открытие рентгеновских лучей. Открытие Зеемана установило несомненную связь между испусканием света и внутриатомными движениями электрических зарядов. Нынче этот факт общеизвестен.

Изменение частоты в магнитном поле можно качественно показать в демонстрационном опыте. Для этого пользуются поглощением. Натриевая лампа отображается на экран. Ее свет должен пройти через пламя бунзеновской горелки, содержащее пары натрия. Горелка помещается между полюсами электромагнита. При включении поля изображение лампы становится ярче. Частота первичного излучения и собственная частота поглощающих атомов уже не вполне совпадают, и поэтому первичное излучение поглощается меньше.

Количественные исследования показывают, что спектральные линии расщепляются на несколько компонент. При наблюдении поперек силовых линий поля мы видим, что спектральные линии синглетной системы уровней распадаются на три компонента (рис. 363). Средняя компонента имеет исходную частоту, частота крайних компонент изменяется на

$$\Delta\nu = \pm \frac{1}{4\pi} \frac{e}{m} \mathfrak{B} = 1,40 \cdot 10^{10} \frac{a \cdot \text{сек}}{\text{кг}} \mathfrak{B}, \quad (282)$$

где \mathfrak{B} — магнитная индукция ($\text{в} \cdot \text{сек}/\text{м}^2 \approx 10^4 \text{ гс}$), удельный заряд электрона $\frac{e}{m} = 1,76 \cdot 10^{11} \text{ а} \cdot \text{сек}/\text{кг}$. Все три компонента оказываются линейно поляризованными. В средней колебания параллельны, в обеих крайних — перпендикулярны к направлению поля. Если наблюдать вдоль силовых линий поля, то видны только две крайние компоненты; обе они поляризованы по кругу во взаимно противоположных направлениях¹⁾. Явление в целом называется «нормальным явлением Зеемана». В излучающем атоме возникают новые энергетические уровни; это — следствие пространственного квантования во внешнем магнитном поле.

Нормальное явление Зеемана возникает только в системе синглетных уровней. Необходимо, чтобы число оптических электронов было четным (т. е. по меньшей мере равнялось двум) и чтобы спины этих электронов были попарно антипараллельны ($\uparrow\downarrow$). Тогда результирующее спиновое квантовое число для атома \mathcal{S} будет равняться нулю. Полное внутреннее квантовое



Рис 363 Нормальное явление Зеемана на линии кадмия $\lambda = 643,9 \text{ мкм}$.

Линии системы ординарных уровней расщепляются на три компонента. В средней компоненте электрический вектор колеблется параллельно, а в обеих внешних — перпендикулярно к силовым линиям магнитного поля. Поэтому их можно снять отдельно, пользуясь призмой Николя. Без этой призмы все три линии видны одновременно, т. е. средняя линия видна между двумя внешними.

¹⁾ В длинноволновой компоненте винтовой путь светового вектора \mathfrak{E} имеет то же направление вращения, что и у электронов в токе, создающем магнитное поле.

число \mathcal{J} равно орбитальному квантовому числу \mathcal{L} . Полный момент $\mathcal{J} h/2\pi$ возникает только благодаря *орбитальным* моментам электронов (рис. 364). (Поэтому нормальное явление Зеемана могло получить количественное объяснение еще до открытия электронного спина.)

Моменту количества движения $\mathcal{L} h/2\pi$ соответствует магнитный момент, равный \mathcal{L} магнетонам, т. е.

$$\mathcal{L} m_B = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{e}{m} h \mathcal{L}. \quad (283)$$

На движущиеся по орбите электроны действует магнитное поле. При этом оно создает открытое Ларморовым своеобразное прецессионное движение с частотой

$$\nu_L = \frac{1}{4\pi} \frac{e}{m} \mathfrak{H}. \quad (284)$$

Величина ларморовой частоты не зависит от угла ϑ (см. рис. 364). Вывод уравнения (284) дан в томе «Электричество» (§ 130а).

Для того чтобы вызвать ларморову прецессию, магнитное поле должно затратить *работу*. За счет этой работы кинетическая энергия движущихся по орбите электронов меняется для покоящегося наблюдателя на величину

$$W_L = \pm h \nu_L \mathcal{L} \cos \vartheta = \pm \mathcal{L} m_B \mathfrak{H} \cos \vartheta, \quad (285)$$

где m_B — магнетон Бора.

Величина этой энергии зависит, таким образом, от угла ϑ между направлениями магнитного момента $\mathfrak{M} = \mathcal{L} m_B$ и напряженности поля \mathfrak{H} , поэтому она может принимать непрерывно меняющиеся значения. Здесь мы подходим к самому существенному пункту, а именно к *пространственному* квантованию. Магнитному моменту $\mathfrak{M} = \mathcal{L} m_B$ отвечает орбитальный момент количества движения $\mathcal{L} h/2\pi$. Составляющей момента количества движения в направлении магнитного поля может быть только целое, кратное \mathcal{M} значение спинового момента количества движения $\frac{1}{2} h/2\pi$. Другими словами, пространственное квантование требует выполнения условия

$$\mathcal{L} \frac{h}{2\pi} \cos \vartheta = \mathcal{M} \frac{1}{2} \frac{h}{2\pi}, \quad (285a)$$

допуская тем самым лишь некоторые определенные значения угла ϑ . \mathcal{M} называется *ориентационным квантовым числом*,

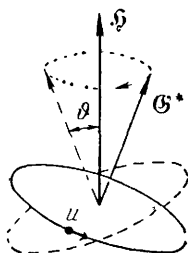


Рис. 364. Прецессия орбитального вращательного импульса и пространственное квантование при нормальном явлении Зеемана.

Уравнения (285) и (285а), взятые вместе, дают в качестве положительных или отрицательных добавок энергии величины

$$W_{\lambda} = \pm \nu_{\lambda} h \mathcal{M} = \pm \mathcal{M} m_B \mathfrak{H}. \quad (286)$$

На рис. 365, изображающем небольшую часть схемы уровней, показаны такие добавки энергии с различными значениями \mathcal{M} (например, +2; +1; -1; -2). Рисунок поясняет возникновение линии кадмия $\lambda = 643,8$ ммк в магнитном поле и в его

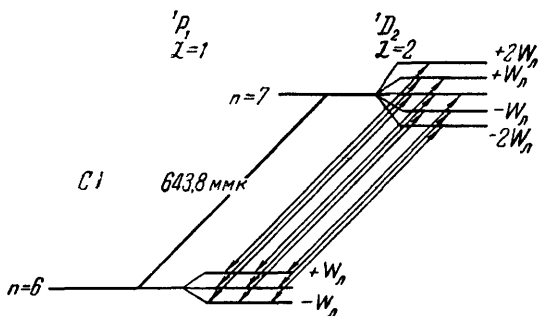


Рис. 365. К нормальному зеемановскому расщеплению линии $\lambda = 643,8$ ммк, принадлежащей системе ординарных уровней Cd.

отсутствие. Средняя группа наклонных прямых изображает переходы с неизменной частотой, левая группа — переходы с частотой, увеличенной на $\Delta\nu$, правая группа — с частотой, уменьшенной на $\Delta\nu$.

Здесь тоже показаны лишь немногие из большого числа возможных переходов. На рисунке выполнено «правило отбора» $\Delta\mathcal{M} = \pm 1$ или $\Delta\mathcal{M} = 0$. Тогда остаются только изменения энергии

$$W_{\lambda} = \pm h\nu_{\lambda}$$

или изменения частоты

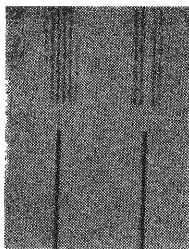
$$\Delta\nu = \pm \nu_{\lambda} = \pm \frac{1}{4\pi} \frac{e}{m} \mathfrak{H}. \quad (282)$$

Этим достигнуто совпадение с результатами опыта.

§ 193а. Гиромагнитный, или электронный, спиновый резонанс. В магнитном поле с плотностью магнитного потока $\mathfrak{H} = 1$ в-сек/м² ($\approx 10^4$ гс) $\nu_{\lambda} = 1,4 \cdot 10^{10}$ сек⁻¹. Этой ларморовой частоте отвечает электрическая волна с $\lambda = 2,14$ см и энергией кванта $h\nu = 5,8 \cdot 10^{-5}$ эв. Следовательно, электрические волны с частотой этого порядка поглощаются электронами, находящимися в таком магнитном поле. Это поглощение, связанное с «электронным

спиновым резонансом», нетрудно измерить. Оно играет в настоящее время большую роль в науке и технике.

§ 194. Аномальное явление Зеемана и явление Пашена — Бака. Аномальное явление Зеемана возникает только в тех спектральных линиях, которые принадлежат к мультиплетным системам. При этом следует различать «слабые» и «сильные» магнитные поля.



В «слабых» магнитных полях магнитное расщепление линий меньше расстояния между отдельными компонентами естественного мультиплета, в «сильных» — оно больше. В слабых полях наблюдают магнитное расщепление линий на множество компонент (рис. 366). Такое расщепление называют «аномальным» явлением Зеемана. Разности частот оказываются рациональными кратными значений $\Delta\nu$, наблюдаемых в нормальном явлении Зеемана (правило Рунге). Наоборот, в «сильных» магнитных полях это осложнение отпадает и снова получается нормальное явление Зеемана. Такое упрощение картины носит название явления Пашена — Бака.

Рис. 366. Аномальное явление Зеемана на обеих линиях D натрия.

Линии системы мультиплетных уровней распадаются на ряд компонент. Оба снимка сделаны без призмы Никола. Внизу видны обе линии D в отсутствие магнитного поля, вверху — все компоненты этих линий, на которые они расщепляются в магнитном поле. Фотографии Бака.

У атомов с мультиплетными системами уровней полный момент количества движения $\mathcal{J} h/2\pi$ складывается из двух частей: из результирующего орбитального момента $\mathcal{L} h/2\pi$ и результирующего спинового момента электронов $\mathcal{S} h/2\pi$. Соответствующие магнитные моменты равны $\mathcal{L} m_B$ и $2 \mathcal{S} m_B$ (уравнения (278) и (279)). Поэтому результирующий магнитный момент \mathcal{M}_B не совпадает по

направлению с полным моментом количества движения $\mathcal{J} h/2\pi$ (рис. 368).

В предельном случае сильного магнитного поля, т. е. в условиях, обеспечивающих возникновение явления Пашена — Бака, связью (см. § 191) между обоими моментами (импульсами) $\mathcal{L} h/2\pi$ и $\mathcal{S} h/2\pi$ можно пренебречь. Поэтому исчезает общая прецессия осей обоих этих моментов вокруг оси полного, результирующего, момента $\mathcal{J} h/2\pi$; обе оси прецессируют лишь вокруг направления внешнего магнитного поля. Таким образом, при пространственном квантовании каждый из двух импульсов $\mathcal{L} h/2\pi$ и $\mathcal{S} h/2\pi$ следует проецировать на направление магнитного поля \mathcal{J} независимо от другого (рис. 367). При этом мы получаем для атома два магнитных квантовых числа \mathcal{M}_L и \mathcal{M}_S . При одинаковом моменте количества движения магнитный момент, обусловленный спиновым моментом электрона, вдвое больше маг-

нитного момента, вызванного движением электрона по орбите. То же относится и к кинетической энергии ларморовой прецессии. Поэтому вместо уравнения (286) надо написать

$$W_{\lambda} = \pm h\nu_{\lambda} (\mathcal{M}_L + 2\mathcal{M}_S).$$

Возникающие в очень сильном магнитном поле добавки энергии оказываются, следовательно, снова целыми кратными $h\nu_{\lambda}$; получаются такие же расщепления энергетических уровней, что и при нормальном явлении Зеемана.

В предельном случае слабого внешнего поля связь между орбитальным и спиновым моментами количества движения электрона сохраняется. Оба совершают прецессию во-

круг оси результирующего полного момента $\mathcal{I}h/2\pi$. Этот последний сам совершает медленную ларморову прецессию вокруг направления внешнего магнитного поля.

Пространственное квантование, как всегда, определяется лишь моментом количества движения: составляющая результирующего момента $\mathcal{I}h/2\pi$ в направлении поля \mathfrak{H} должна равняться целому кратному \mathcal{M} значению элементарного момента количества движения $h/2\pi$. Это представлено на рис. 368. На нем видно еще и нечто другое: среднее по времени от результирующего магнитного момента имеет величину, выражаемую длиной OP . Составляющая OP в направлении \mathfrak{H} равна $g\mathcal{M}\mu_B$. Иными словами, эта составляющая в g раз больше числа \mathcal{M} магнетонов. Надо вычислить этот множитель и затем подставить момент $g\mathcal{M}\mu_B$ в уравнение (286). Тогда мы получим добавочные энергии, характеризующие весьма сложные расщепления, наблюдаемые в аномальном явлении Зеемана.

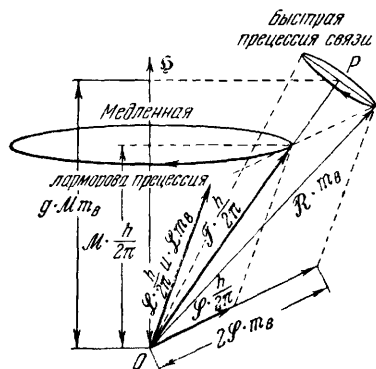


Рис. 368. Пространственное квантование в аномальном явлении Зеемана.

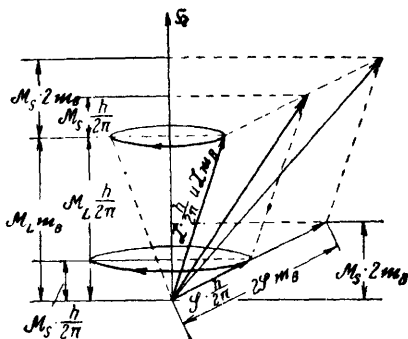


Рис. 367. Пространственное квантование в явлении Пашена—Бака
 μ_B — магнетон Бора. Ср § 188

§ 195. Расщепление спектральных линий в электрическом поле. Явление Штарка. Расщепление спектральных линий в электрическом поле считалось в классической теории невозможным. Тем большей была заслуга Штарка, предпринявшего поиск этого, отрицаемого теорией эффекта и обнаружившего его в 1913 г. Все явление в целом значительно сложнее расщепления в магнитном поле. В простых случаях, в частности в спектре

водорода, расщепление растет пропорционально напряженности поля \mathcal{E} . Для наблюдения достаточны поля с напряженностью порядка 10^6 в/м (рис. 369). Объяснение. Наложение внешнего электрического поля нарушает простую шаровую симметрию «точечного» центрального заряда. Это поле действует так же, как и электроны атомного остова в *водородоподобных* атомах, например в щелочных металлах (см.

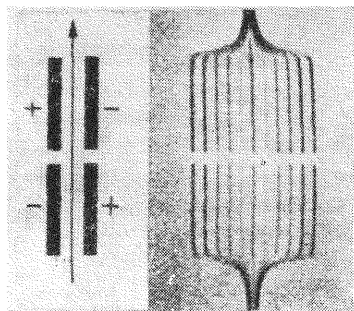


Рис. 369. Явление Штарка на линии H_{β} водорода в двух поперечных к направлению пролета электрических полях, направленных одно навстречу другому (схема слева)

В середине — линия в отсутствие электрического поля. Напряженность поля $\approx 2 \cdot 10^7$ в/м. Увеличенный в 4,4 раза снимок Р Гебауэра.

§ 191). Такое возмущение устраняет «вырождение» эллиптических орбит, оно придает различные энергии орбитам с одинаковым главным квантовым числом n , но различными орбитальными квантовыми числами l . Следовательно, в электрическом поле ступеньки схемы уровней, принадлежащие этим орбитам, уже не совпадают.

Для большинства атомов, однако, расщепление возрастает пропорционально квадрату напряженности поля. Наблюдения ведутся при напряженностях поля порядка 10^7 в/м. Объяснение этого «квадратичного эффекта» Штарка примыкает к объяснению эффекта Зеемана. Появление новых уровней энергии в поле объясняется гироскопической прецессией атомов. Внешнее электрическое поле поляризует атомы и сообщает им электрический момент $w = \alpha \mathcal{E}$ (α — поляризуемость, ср. § 121). На возникший таким образом диполь действует момент силы $\mathcal{M} = \alpha \mathcal{E}^2$, который и вызывает прецессию. Все остальное происходит так же, как и в явлении Зеемана. Изложение подробностей, иногда очень сложных, завело бы нас слишком далеко.

Мы ограничимся здесь указанием на роль явления Штарка в уширении спектральных линий. В газокинетическом приближении электрические поля атомов влияют на испускание света соседними атомами. Упомянем также о важной роли явления Штарка в спектрах молекул; электрические поля, причастные к механизму, связывающему атомы в молекуле, расщепляют спектральные линии атомов на множество компонент.

§ 196. Сверхтонкая структура спектральных линий. Момент количества движения атомного ядра. Вид спектральной линии в значительной степени зависит от разрешающей способности

используемого спектрального прибора (см. § 69). При очень большой разрешающей силе ($\lambda/d\lambda$ порядка десятков тысяч) распределение интенсивности в линии изображается колоколообразной кривой лишь в отдельных редких случаях (рис. 370). Этот рисунок относится к широко известному примеру действительно простой спектральной линии, а именно к красной линии кадмия с длиной волны $\lambda = 643,8$ мкм (см. «Механика», § 3). В общем же случае даже у тех линий, которые в схеме мультиплетных уровней считаются простыми, обнаруживается дополнительная «сверхтонкая структура». Хорошо известный пример — зеленая линия ртути $\lambda = 546,07$ мкм (рис. 371).

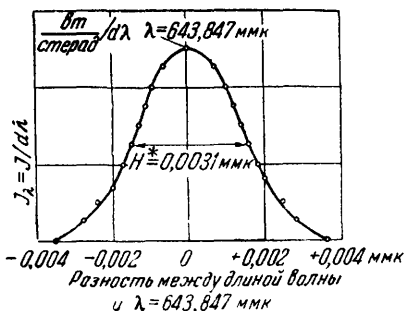


Рис. 370. Форма спектральной линии кадмия 643,8 мкм; $v_0/H = 2,1 \cdot 10^5$.

Сверхтонкая структура обнаруживается, например, в спектрах всех смешанных элементов, т. е. в спектрах смеси разных изотопов с одинаковым числом ядерных зарядов, но различными массами ядра. Наилучшим примером такой смеси служит водород. Его изотоп, дейтерий ($D = {}^2_1\text{H}$), т. е. атом водорода с зарядом ядра $Z=1$ и массой ядра 2, дает серию Бальмера, явно смещенную в область более коротких волн. Как правило, примесь дейтерия в обычном водороде составляет лишь 1 : 5000. Однако при обогащении водорода дейтерием серии Бальмера обоих изотопов легко наблюдать одновременно. Линии имеют в этом случае вид дублетов.

Рис. 371. Сверхтонкая структура линии ртути 546,07 мкм.

Не менее часто, чем этот изотопический эффект, распространена и нередко трудно отделима от него другая причина появления сверхтонкой структуры, а именно, наличие у атомного ядра момента количества движения. Этот момент, будучи результирующим всех моментов, присущих частицам, входящим в состав ядра,

обнаруживается у многих элементов. Момент количества движения ядра $\mathcal{J}_K \hbar / 2\pi$ следует векторно складывать с моментом количества движения $\mathcal{J} \hbar / 2\pi$ электронной оболочки атома.

Но с механическим моментом ядра, так же как и с механическим моментом электронной оболочки, связан магнитный момент. Он равен по порядку величины *ядерному магнетону*

$$m_K = 6,25 \cdot 10^{-33} \text{ в} \cdot \text{сек} \cdot \text{м}.$$

Величина ядерного магнетона определяется уравнением (278) (см. § 188), в котором массу электрона следует заменить приблизительно в 1840 раз большей массой протона.

Магнитный момент ядра, несмотря на свою малость, вызывает дополнительное прецессионное движение частных механических моментов вокруг оси результирующего механического момента атома, т. е. вокруг *общего* механического момента системы *электронная оболочка плюс ядро*. Вследствие этого уровни энергии расщепляются и появляются компоненты сверхтонкой структуры. Если $\mathcal{J}_K \leq \mathcal{J}$, то число возникающих энергетических уровней сверхтонкой структуры равно $2\mathcal{J} + 1$. В общем случае, однако, определение \mathcal{J}_K связано с известными трудностями. Все же в настоящее время механический момент $\mathcal{J}_K \hbar / 2\pi$ известен для ядер очень многих изотопов. Наряду с часто встречающимся значением $\mathcal{J}_K = 0$ (например, ${}^4\text{He}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{198}\text{Hg}$, ${}^{200}\text{Hg}$, ${}^{202}\text{Hg}$, ${}^{204}\text{Hg}$) известны и $\mathcal{J}_K = 1/2$ (например, ${}^1\text{H}$, ${}^{107}\text{Ag}$, ${}^{109}\text{Ag}$, ${}^{199}\text{Hg}$), $\mathcal{J}_K = 1$ (например, ${}^2\text{H}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^{14}\text{N}$), $\mathcal{J}_K = 3/2$ (например, ${}^7\text{Li}$, ${}^{23}\text{Na}$, ${}^{39}\text{K}$, ${}^{201}\text{Hg}$), $\mathcal{J}_K = 5/2$ (например, ${}^{27}\text{Al}$, ${}^{55}\text{Mn}$, ${}^{151}\text{Eu}$, ${}^{153}\text{Eu}$), $\mathcal{J}_K = 7/2$ (например, ${}^{51}\text{V}$, ${}^{123}\text{Sb}$, ${}^{133}\text{Cs}$), $\mathcal{J}_K = 9/2$ (например, ${}^{83}\text{Kr}$, ${}^{87}\text{Sr}$, ${}^{209}\text{Bi}$).

Ядра с четным массовым числом обладают, таким образом, целочисленным квантовым числом \mathcal{J}_K и притом по большей части равным нулю. Напротив, ядра с нечетным массовым числом обладают полуцелыми квантовыми числами \mathcal{J}_K , например $1/2$, $3/2$ и т. д. Отметим попутно, что существуют два сорта молекул водорода, обладающих весьма различными физическими свойствами: в ортоводороде моменты количества движения обоих ядер направлены параллельно друг другу ($\uparrow \uparrow$); в параводороде они направлены антипараллельно ($\uparrow \downarrow$).

§ 197. Принцип Паули. Если учитывать мультиплетную структуру спектральных линий, то каждому атому придется приписать четыре квантовых числа. Это — главное квантовое число n , орбитальное квантовое число \mathcal{L} , спиновое квантовое число \mathcal{S} и внутреннее квантовое число \mathcal{J} . В сильных внешних магнитных полях вместо квантовых чисел \mathcal{L} и \mathcal{S} появляются оба ориентационных квантовых числа, а именно, \mathcal{M}_S для спинового момента количества движения атома и \mathcal{M}_L для его орбитального момента.

Таблица 9

В оболочке	Главное квантовое число n	Орбитальное квантовое число l	Ориентационное квантовое число		Число допустимых комбинаций четырех квантовых чисел	В оболочке могут разместиться электроны	
			орбитального момента количества движения m_l	спинового момента количества движения m_s		в количестве	под названием
K	1	0	0	$\pm \frac{1}{2}$	$1 \cdot 2 = 2$	2	$1s$
L	2	0	0	$\pm \frac{1}{2}$	$4 \cdot 2 = 8$	2	$2s$
		1	$\left. \begin{array}{c} +1 \\ 0 \\ -1 \end{array} \right\}$	$\pm \frac{1}{2}$		6	$2p$
M	3	0	0	$\pm \frac{1}{2}$	$9 \cdot 2 = 18$	2	$3s$
		1	$\left. \begin{array}{c} +1 \\ 0 \\ -1 \end{array} \right\}$	$\pm \frac{1}{2}$		6	$3p$
		2	$\left. \begin{array}{c} +2 \\ +1 \\ 0 \\ -1 \\ -2 \end{array} \right\}$	$\pm \frac{1}{2}$		10	$3d$
N	4	0	0	$\pm \frac{1}{2}$	$16 \cdot 2 = 32$	2	$4s$
		1	$\left. \begin{array}{c} +1 \\ 0 \\ -1 \end{array} \right\}$	$\pm \frac{1}{2}$		6	$4p$
		2	$\left. \begin{array}{c} +2 \\ +1 \\ 0 \\ -1 \\ -2 \end{array} \right\}$	$\pm \frac{1}{2}$		10	$4d$
		3	$\left. \begin{array}{c} +3 \\ +2 \\ +1 \\ 0 \\ -1 \\ -2 \\ -3 \end{array} \right\}$	$\pm \frac{1}{2}$		14	$4f$

может принимать значения

Отдельным электронам в атоме также следует приписать четыре квантовых числа: главное квантовое число n , орбитальное квантовое число l и два ориентационных квантовых числа m_l и m_s ; они определяют пространственную ориентацию орбиты и оси спинового момента количества движения в том случае, когда атом вносится во внешнее магнитное поле. Квантовое число m_s может принимать лишь значения $\pm 1/2$, а квантовое число m_l имеет $(2l+1)$ допустимых значений.

Пример. При орбитальном квантовом числе $l=1$ орбитальный момент количества движения может быть параллелен, антипараллелен или перпендикулярен к направлению магнитного поля.

Исходя из этой четверки квантовых чисел, В. Паули сформулировал в 1925 г. очень плодотворный принцип. Он гласит: электроны в атоме могут находиться только в таких состояниях, которые отличаются друг от друга по крайней мере *одним* из своих четырех квантовых чисел n , l , m_l и m_s . Остающиеся при этом возможности подытожены в табл. 9 (встречающиеся в этой таблице обозначения, например $2p$ -электроны и т. п., пояснены в § 190).

ГЛАВА XV

КВАНТОВАЯ ПРИРОДА ПОГЛОЩЕНИЯ И ИСПУСКАНИЯ СВЕТА МОЛЕКУЛАМИ

§ 198. Предварительное замечание. Материал, который можно было бы охватить заголовком этой главы, очень обширен. И здесь его упорядоченность и обзорность можно установить лишь с помощью постоянной Планка h . Количественные соотношения нередко очень сложны и выяснены до конца только в отдельных случаях. Изложение придется ограничить небольшим числом избранных вопросов.

§ 199. Молекулярные спектры. Обзор. Объединение атомов в молекулы практически не влияет на спектры испускания и экстинкции в *рентгеновской области*. Плотная упаковка молекул в твердых телах и жидкостях тоже играет в этом случае лишь весьма подчиненную роль (см. § 137). Напротив, в остальных областях спектры молекул совершенно отличны от спектров их составных частей — атомов. Кроме того, часто наблюдаются значительные различия между спектрами *отдельных* молекул в газах и парах незначительной плотности и спектрами тех же молекул в конденсированном состоянии, т. е. в твердых и жидких телах.

Мы начнем с рассмотрения спектров отдельных молекул, невозмущенных присутствием соседей. В подавляющем большинстве случаев эти спектры, подобно спектрам атомов, состоят из *спектральных линий*. Наряду с ними в некоторых областях частот имеются и *непрерывные* спектры. Молекулярные спектры несравненно богаче линиями, чем атомные.

Простейшие молекулярные спектры наблюдаются у двухатомных молекул. Здесь следует различать два предельных случая: полярные и неполярные молекулы. *Полярная* молекула обладает постоянным электрическим моментом («Электричество», § 117); простым примером такой молекулы может служить HCl . Рис. 372 дает общий вид всего спектра *поглощения* HCl в области между $\lambda=0,1$ мк и $\lambda=1$ мм. В ультрафиолетовой

части он не разрешается на отдельные линии. Напротив, в инфракрасной области наблюдаются группы резких узких линий поглощения. Для группы линий, лежащих между 3 и 4 мк,



Рис. 372. Общий вид спектра поглощения HCl, т. е. полярной двухатомной молекулы.

В инфракрасной области лежат три полосы, состоящие из спектральных линий; в ультрафиолетовой области имеется ряд полос, не разрешающихся на линии. Обоснование приведенных названий дано в § 202.

воспроизведены главным образом результаты оригинальных измерений. Они приведены слева на рис. 373; справа на нем нанесены подобные же данные для спектральных линий, лежащих

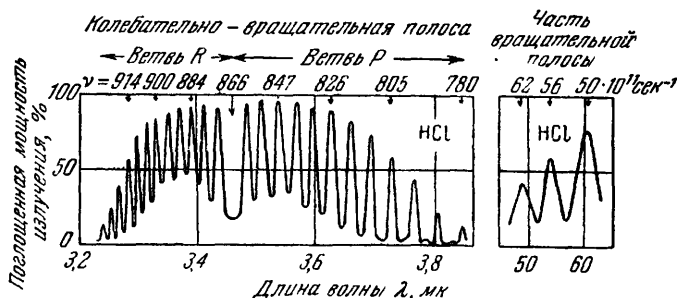


Рис. 373. Два оригинальных измерения Аймса и Черни, положенных в основу рис. 372.

Поскольку силы излучения малы, ширину щели спектрального прибора можно сделать лишь немногим меньше расстояния между спектральными линиями. При этом ширина щели во много раз превышает ширину линии. Поэтому можно установить только положение каждой линии и положение максимального поглощения внутри группы линий. Превосходные измерения, позволяющие отличать HCl³⁵ от HCl³⁷, выполнены Томсоном [Proc. Roy. Soc. A218, 29 (1953)].

между 20 и 100 мк. Вид этих картин может легко дать повод к недоразумениям: линии кажутся слишком широкими и налагающимися на непрерывный фон (подробнее об этом см. в подписи к рис. 373).

Неполярные молекулы, т. е. молекулы, не обладающие постоянным электрическим моментом, например, молекулы, состоящие из двух атомов с одинаковыми ядрами H_2 , N_2 , He_2 (короткоживущие!), Na_2 , Hg_2 , O_2 , J_2 и т. д., дают (за исключением йода и брома) спектры поглощения только в коротковолновой ультрафиолетовой части спектра, а весь видимый и весь инфракрасный свет не поглощается. В этих областях, следовательно, нет колебательно-вращательных и вращательных полос. Они не обладают «инфракрасной активностью». Спектры испускания неполярных молекул обладают широкими полосами как в видимой, так и в ближней инфракрасной областях спектра. Эти полосы состоят главным образом из отдельных линий.

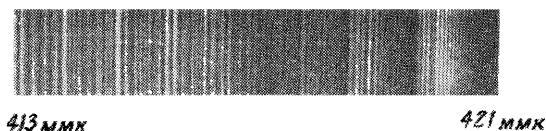


Рис. 374. Небольшой участок спектра излучения N_2 , т. е. гомеопольярной молекулы.

На рис. 374 приведен хорошо известный пример такого спектра. Здесь показан небольшой участок спектра испускания молекулы N_2 , возбуждаемой угольной дугой; он дает представление об исключительном богатстве линий в молекулярном спектре.

§ 200. Группы линий в молекулярных спектрах, называемые полосами. Спектры атомов практически всегда состоят из отдельных спектральных линий, спектры молекул — из групп, каждая из которых объединяет множество спектральных линий и называется *полосой*¹⁾. Интерпретация атомных спектров зиждется на открытии сериальных формул и их истолковании с помощью схемы энергетических уровней. Интерпретация молекулярных спектров началась с открытия «*формул полос*» и надлежущего обобщения схемы уровней.

На рис. 375 приведены в качестве примера опытные результаты, поясняющие определение понятия полосы. Мы видим три напоминающие серии последовательности спектральных линий, частично налагающиеся друг на друга. Эти последовательности различают буквами *P*, *Q*, *R* и называют «ветвями». Частоты всех таких спектральных линий, объединенных в «полосу»,

¹⁾ Поводом к введению термина «полоса», способного породить недоразумения, послужило то, что ранние наблюдения делались со старыми спектральными приборами малой разрешающей силы.

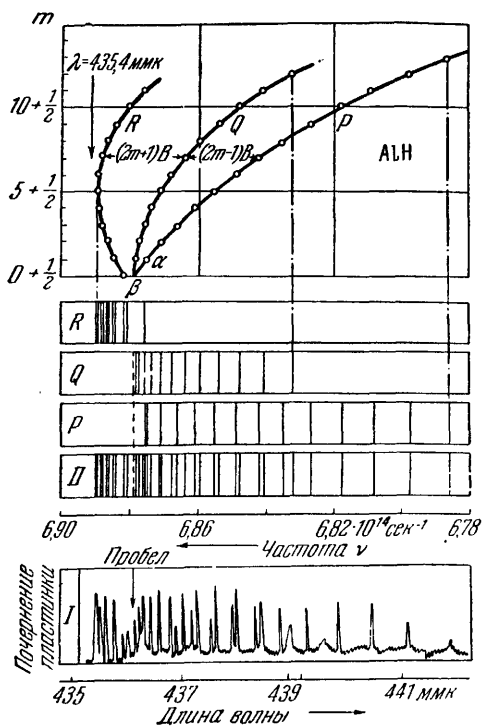


Рис. 375. К определению полосы, состоящей из одиночных линий, и к оптическому измерению момента инерции двухатомной молекулы.

Речь идет о полосе в спектре АН с размытой длинноволновой границей; резкий край этой полосы расположен у $\lambda = 435 \text{ мкм}$. На нижней части рисунка показано распределение почернения на исходном негативе. Кривая получена при помощи регистрирующего фотометра. Ее максимумы определяют положения спектральных линий точнее, чем визуальное изучение негатива. Большинство спектральных линий отчетливо отделено друг от друга. На части рисунка II линии профотометрированной полосы нанесены на шкалу частот. На рисунках полоса разложена на три «ветви» Р, Q, R и на самом верху рисунка эти ветви представлены в диаграмме по Фортра (Париж, 1914 г.). Каждой линии приписано полуцелое порядковое число. Их отсчет начинается от пробела, отмеченного штрих-пунктиром (Хойрлингер, Стокгольм, 1918 г.). Три ветви этой диаграммы отсекают на произвольно выбранной горизонтальной прямой два отрезка, показанных стрелками. Разность этих отрезков равна $2B$. В приведенном примере $B = 1,5 \cdot 10^{11} \text{ сек}^{-1}$. При истолковании формулы полос (на модели) из постоянной B можно вычислить момент инерции молекулы Θ . Для этого служит уравнение (294). Таким способом был найден момент инерции молекулы АН; $\Theta_{\text{АН}} = 5,5 \cdot 10^{-47} \text{ кг} \cdot \text{м}^2$.

можно определить *три*ма постоянными и *одним* порядковым числом m . Достаточное приближение дает формула

$$\nu = A + B \pm 2Bm + Cm^2. \quad (287)$$

Это и есть уравнение, определяющее полосу, — «формула полосы». Она основана на основополагающих исследованиях французского астрофизика Деландра (1885 г.). Порядковые числа m первоначально отсчитывались от краевых линий, а позднее — от *пробела* в последовательности линий, принимаемого за нуль (нулевая линия). Сперва пользовались лишь целыми порядковыми

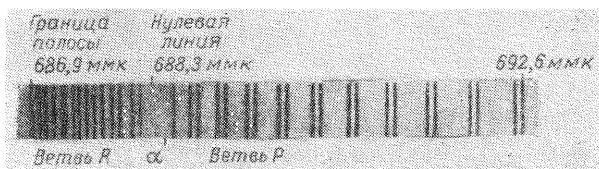


Рис. 376. Отдельная полоса в спектре поглощения молекулы O_2 , состоящая из двух линий.

Ветвь Q отсутствует. Линии появляются в результате обычно не имеющих места, «запрещенных», переходов. Поэтому эти линии можно наблюдать лишь в очень толстом слое поглощающего газа. Таким слоем служила атмосфера Земли при низком положении Солнца. Это, следовательно, «фраунгоферовы линии земного происхождения» в спектре Солнца; около α одной линии не хватает. Фотографический позитив (Мекке).

числами, т. е. $m=0, 1, 2, 3, \dots$, позже (как на рис. 375 вверху) — полуцелыми, т. е. $m = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \dots$

Графическое изображение уравнения (287) имеет вид параболы. Это показано вверху рис. 375. Два знака перед членом $2Bm$ дают соответственно *положительную* (ветвь R) и *отрицательную* (ветвь P) ветви. Вершине ветви соответствует краевая линия. Наконец, можно положить постоянную $B=0$ и получить *нулевую* ветвь, или ветвь Q . Дальнейшие подробности даны в подписи к рисунку.

Начальная точка отсчета линий — пробел на нулевой линии — на рис. 375 внизу выявлена не так четко, как на снимках других полос. Поэтому на рис. 376 приведен еще один пример — отдельная полоса спектра O_2 . Здесь пробел виден очень отчетливо. К сожалению, показанная на рисунке картина вносит одновременно и новое осложнение: все спектральные линии этой полосы O_2 являются дублетами. Поэтому ветви диаграммы Фортра раздвоены. Отдельные линии спектра CN оказываются даже триплетами, ветви PQR расщепляются на три компоненты и т. д.

Нам придется, однако, ограничиться полосами, состоящими из одиночных линий, как на рис. 375.

§ 201. Схема уровней молекулярного спектра для простой модели. При дальнейшем рассмотрении временно заменим целую полосу одной-единственной линией, а именно ее нулевой линией,

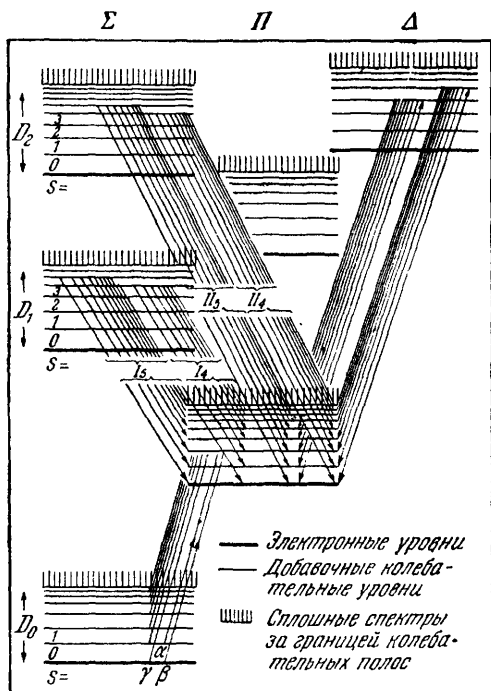


Рис. 377. Схема уровней полосатого спектра.

Каждая стрелка, указывающая переход, означает не спектральную линию, а крайнюю или левую линию целой полосы, представленной на рис. 375. Разности энергии между соседними уровнями s равны по порядку величины нескольким десяткам электронвольт.

Также существуют электрические поля. Такие уровни, т. е. «электронные уровни», $s=0$, изображены на рис. 377 жирными черточками. Они принадлежат различным, обозначаемым буквам Σ , Π , Δ лесенкам (по аналогии с лесенками SPD в схеме уровней атома). Жирная черточка внизу слева указывает энергию молекулы в основном состоянии.

Теперь добавляется нечто, отсутствовавшее на схеме уровней атома: составные части молекулы, отдельные атомы, могут

или, что менее строго, но зато более наглядно, — краевой линией. Тогда все запутанное многообразие линий в молекулярном спектре испускания можно будет свести к схеме уровней. При построении этой схемы мы будем в целях экономии места основываться не на опытных данных, а на соображениях, вытекающих из рассмотрения простой модели.

При объединении атомов в молекулы должны сохраняться состояния с резкими энергетическими уровнями, отвечающими скачкообразным изменениям местоположения электронов — «электронным переходам». Положение и число уровней в молекуле, конечно, иные, чем в атомах. Кроме того, уровни претерпевают множественное штарковское расщепление, поскольку в механизме связи между атомами уча-

колебаться друг относительно друга; об этом уже говорилось в § 141. Энергия внутримолекулярных колебаний квантована, т. е. принимает ряд дискретных значений. Эти значения прибавляются к тем значениям, которые характеризуют положения электрона. Поэтому на схеме уровней к каждому показанному жирной чертой «электронному уровню», $s=0$, следует добавить последовательность показанных тонкими чертами «колебательных уровней» $s=1, 2, 3, \dots$. Каждая последовательность должна заканчиваться сверху границей, за которой начинается сплошной спектр. Эта граница отвечает тому запасу колебательной энергии, при котором молекула распадается на два обломка, аналогично тому, что происходит при диссоциации атома на положительный ион и электрон.

Благодаря учету дискретного ряда колебательных энергий в схеме уровней молекулы появляется гораздо больше уровней, чем в схеме уровней атома. Соответственно этому сильно возрастает число спектральных линий, что показано изображенными на рис. 377 стрелками переходов. Их длины отвечают частотам возникающих спектральных линий. Стрелки II_5 и I_5 дают серии

краевых линий (или, строже говоря, нулевых линий). Последние показаны в верхней горизонтальной строке рис. 378. Стрелки перехода II_4 и I_4 дают следующую за ней горизонтальную строку на том же рисунке и т. д. В атоме электронному переходу отвечает одна-единственная спектральная линия; в молекуле же электронному переходу отвечает уже целая система полос: каждая система полос возникает вследствие наложения серий полос, изображенных на четырех верхних строках рис. 378. В этих сериях особенно выделяются отдельные полосы, показанные более жирными штрихами. Тогда в нижней строке рис. 378, изображающей результат наложения верхних строк, возникают группы полос, отмеченные фигурными скобками. Эти группы полос заканчиваются, доходя до общей границы, за которой идет сплошной спектр. На нижней строке

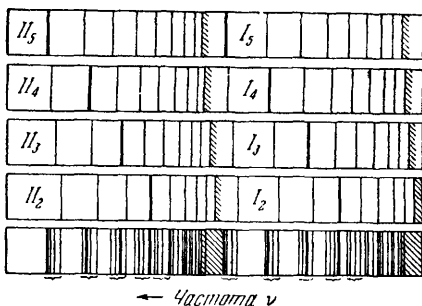


Рис. 378. Схема участка полосатого спектра.

На схеме каждая линия тоже означает целую полосу. На каждой из четырех верхних строчек показано по две серии полос, соответствующих стрелкам переходов на рис. 376. В самой нижней строке эти серии налагаются друг на друга. В результате образуются отмеченные фигурными скобками группы полос двух систем полос; каждая из них оканчивается своей границей, за которой начинается сплошной спектр. Такие системы полос образуют два члена серии систем полос.

рис. 378 видны два таких сплошных спектра, показанных косой штриховкой.

Предсказания этой схемы уровней вполне оправдываются на опыте. В качестве примера назовем флуоресценцию паров йода. Ее возбуждают узкой зеленой линией ртути ($\lambda = 546$ мкм) холодной ртутной дуги. Линия флуоресцентного излучения совпадает лишь с одной из десятка тысяч линий¹⁾ молекулярного спектра поглощения J_2 , соответствующей стрелке, показанной на рис. 377 буквой α . Тогда при флуоресцентном излучении от каждой полосы остается лишь одна двойная линия. Последовательность этих линий воспроизводит как раз одну из горизонтальных строк рис. 378. Таким образом, в случае флуоресценции можно осуществить наше упрощение, а именно замену полосы одной (здесь, правда, двойной) линией (Вуд).

Сплошной спектр за границей серии полос отвечает, как уже говорилось, распаду молекулы на ее составные части. Необходимая для расщепления энергия есть «*работа диссоциации*». Величины последней D_1, D_2, D_3, \dots , вообще говоря, тем меньше, чем сильнее была предварительно возбуждена молекула. Кроме того, она зависит от характера продуктов распада (ион+ион, атом+атом, возбужденный атом+атом и т. д.).

В рентгеновской области для молекулы нельзя обойтись *одной* схемой уровней. Для движения электронов в направлении линии, соединяющей ядра, получается схема, несколько отличная от схемы для движений в остальных направлениях. Вместо сплошного спектра за границей серии здесь появляются отдельные дискретные уровни. Поэтому хотя границы поглощения у молекул и атомов совпадают друг с другом, однако в первом случае за каждой границей не начинается непрерывное понижение коэффициента поглощения; вместо этого возникают, правда, малые, но все же отчетливые максимумы и минимумы. Граница спектра приобретает с коротковолновой стороны «тонкую структуру», соответствующую разностям энергии уровней порядка 100 эв. Та же картина наблюдается и для гигантских молекул — кристаллов; здесь разности энергий равны по порядку величины единицам эв и объяснение в основном то же, что и в случае молекул. Такие небольшие разности энергии проявляются и в рентгеновских линиях испускания кристаллов в виде тонкой структуры этих линий.

§ 202. Схема уровней молекулы, основанная на более точной модели. В § 201 мы, исходя из модельных представлений, дали первый набросок схемы уровней для молекулы, сознательно оставляя без внимания *вращательную энергию* молекул. Последняя также квантуется и складывается с энергией электронного уровня $s=0$ и энергиями уровней $s=1, 2, \dots$, возникших благодаря внутренним колебаниям молекулы. Для того чтобы учесть на нашей схеме эту квантованную вращательную энер-

¹⁾ На участок спектра, лежащий между обеими линиями D натрия, приходится около 100 линий поглощения йода.

гию, рассмотрим на рис. 379 небольшой участок схемы уровней рис. 377. На нем приведены только два изображенных жирными чертами электронных уровня $s=0$, а над ними — показанные чертами средней толщины колебательные уровни; они имеют обозначения $s=1, 2, \dots$. К каждому из них теперь примыкает последовательность вращательных уровней, изображенных наиболее тонкими чертами; они имеют обозначения $r=1, 2, 3, \dots$.

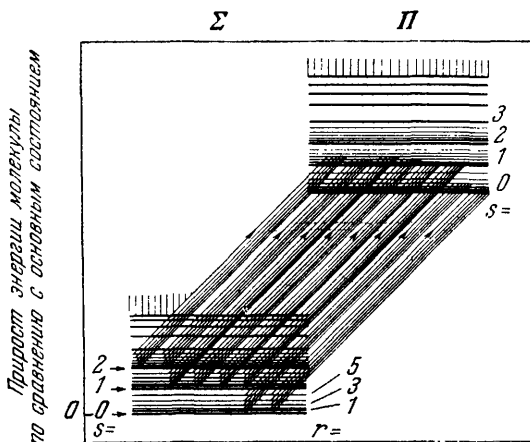


Рис. 379. Небольшой участок схемы уровней, показанной на рис. 377.

На этот раз на маленьком участке схемы уровней полосатого спектра нанесены не только уровни нулевых линий (или, что нагляднее, краевых) нескольких полос, но и уровни отдельных спектральных линий этих полос. Слева внизу — основной уровень $s=0$.

Таким образом, рис. 379 дает небольшой участок схемы уровней, способный объяснить происхождение всех спектральных линий в серии полос; это значит, что отдельные полосы теперь уже не заменяются одной-единственной линией (краевой или нулевой линией).

Отсутствующие на рис. 379 переходы между нарисованным жирной черточкой основным уровнем $s=0$ и соседними колебательными и вращательными уровнями (черточки средней толщины и тонкие черты) дают *колебательно-вращательный спектр*, лежащий в ближней инфракрасной области (ср. рис. 372). Переходы между уровнями в виде тонких черточек $r=1, 2, 3$, также не показанные на рисунке, дают *вращательные* линии в далекой инфракрасной области (ср. рис. 372).

В используемой нами теперь более точной модели мы складываем три квантованные энергии, а именно ΔW_e для электрон-

ного перехода в молекуле, ΔW_s для взаимного колебания составных частей молекулы друг относительно друга и ΔW_r для вращения молекулы как целого. С учетом этих трех энергий боровское условие частот принимает вид

$$\nu = \frac{\Delta W_e + \Delta W_s + \Delta W_r}{h}, \quad (288)$$

или

$$\nu = \nu_e + \nu_s + \nu_r.$$

Полноценная модель должна позволить вычислять количественно все три частоты ν_e , ν_s и ν_r даже в случае значительного их взаимодействия. Эта задача завела бы нас здесь слишком далеко. Нам придется ограничиться простым вычислением вращательной частоты ν_r .

Воспользуемся для этого условием устойчивости. Для вращения одной молекулы оно имеет вид

$$\mathfrak{G}^* = \Theta \omega = \frac{h}{2\pi} m, \quad (290)$$

где

$$m = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \dots$$

Каждому выделенному таким образом моменту количества движения $\Theta \omega$ отвечает кинетическая энергия молекулы

$$W_r = \frac{1}{2} \Theta \omega^2 = \frac{h^2}{8\pi^2 \Theta} m^2. \quad (291)$$

Изменению квантового числа m на ± 1 соответствует изменение энергии вращения

$$\Delta W_r = \frac{h^2}{8\pi^2} \left[\frac{(m \pm 1)^2}{\Theta_n} - \frac{m^2}{\Theta_k} \right], \quad (292)$$

или

$$\Delta W_r = \frac{h^2 m^2}{8\pi^2} \left(\frac{1}{\Theta_n} - \frac{1}{\Theta_k} \right) \pm \frac{h^2 \cdot 2m}{8\pi^2 \Theta_n} + \frac{h^2}{8\pi^2 \Theta_n}, \quad (293)$$

где индексы «н» и «к» означают «начальное» и «конечное». Чтобы вычислить ν , подставим (293) в (288), введя при этом сокращенные обозначения

$$\left. \begin{aligned} \frac{h}{8\pi^2 \Theta_n} &= B, \\ \nu_s + \nu_e &= A, \\ \frac{h}{8\pi^2} \left(\frac{1}{\Theta_n} - \frac{1}{\Theta_k} \right) &= C. \end{aligned} \right\} \quad (294)$$

В результате получим

$$\nu = A + B \pm 2Bm + Cm^2, \quad (287)$$

т. е. формулу полос, предложенную Деландром.

Энергия вращения молекулы (см. уравнение (291)) может изменяться двумя способами: либо изменяется угловая скорость с изменением квантового числа m , либо изменяется момент инерции Θ . В общем случае обе величины изменяются одновременно. Впрочем, может случиться и так, что m останется постоянным, а изменится только момент инерции¹⁾. Тогда из уравнения (291) следует уже не (293), а соотношение

$$\Delta W_r = \frac{h^2 m^2}{8\pi^2} \left(\frac{1}{\Theta_n} - \frac{1}{\Theta_k} \right),$$

или, в соответствии с уравнением (288),

$$\nu = A + Cm^2. \quad (287a)$$

Это — формула полос для частного случая нулевой ветви; в ней отсутствует постоянная B .

§ 203. Полосатые спектры и форма молекул. Модель, предложенная в § 202, позволяет, несмотря на свою упрощенность, сделать ценные выводы о строении молекул.

Уравнение (294) связывает постоянную эмпирической серийной формулы B с моментом инерции молекулы Θ . Таким образом, из определенной опытным путем величины B можно вычислить Θ . В подписи к рис. 375 приведен пример для молекулы AlH ; другой пример относится к вращательному спектру HCl . Частоты наблюдаемых спектральных линий вращательного спектра HCl можно выразить эмпирическим соотношением

$$\nu_r = 6,22 \cdot 10^{11} \left(m + \frac{1}{2} \right) \text{сек}^{-1}, \quad (295)$$

где $m = \frac{9}{2}, \frac{11}{2}, \frac{13}{2}, \dots$. Это показано в табл. 10.

Таблица 10

Вращательные частоты ν_r в спектре HCl

Наблюдаемые $\nu_r, 10^{12} \text{сек}^{-1}$	3,12	3,72	4,35	4,97	5,57	6,18	6,80
Вычисленные $\nu_r, 10^{12} \text{сек}^{-1}$	3,11	3,73	4,35	4,97	5,60	6,22	6,84
при $m \dots \dots \dots$	9/2	11/2	13/2	15/2	17/2	19/2	21/2

¹⁾ Это возможно в том случае, когда в момент количества движения молекулы вносят свой вклад не только атомы и ионы, но и электроны.

Для вращательного спектра общая формула полос, т. е. уравнение (287), упрощается; приближенно¹⁾ она имеет вид

$$\nu_r = B + 2Bm = 2B \left(m + \frac{1}{2} \right). \quad (296)$$

Сравнение (296) и (295) дает

$$B = 3,11 \cdot 10^{11} \text{ сек}^{-1}.$$

Это числовое значение подставляется в уравнение (294); тогда





















Молекула	Строение и расстояния, 10^{-10} м	Момент инерции, $10^{-47} \text{ кг} \cdot \text{м}^2$	Электр. момент, 10^{-21} э. с. м	Внутренние колебания и их частота, 10^{13} сек^{-1}		
H ₂		0,47	0			
O ₂		19,0	0			
Cl ₂		114	0			
HCl		2,7	3,4			
CO ₂		70	0			
N ₂ O		66,0	0,47			
H ₂ O		1,0 1,9 3,0	6,0			

Рис. 380. Некоторые данные о размерах и строении двух- и трехатомных молекул.

Расстояние между составными частями молекулы находят по данным о моменте инерции, полученным оптическим методом, а расположение составных частей — по постоянному электрическому моменту молекулы, измеренному электрическим методом («Электричество», § 177). Постоянный электрический момент может появиться лишь при несимметричном расположении составных частей молекулы.

момент инерции молекулы HCl для наименьшей вращательной частоты оказывается равным

$$\Theta_{\text{HCl}} = \frac{h}{8\pi^2 B} = 2,7 \cdot 10^{-47} \text{ кг} \cdot \text{м}^2.$$

¹⁾ Постоянная C принята равной нулю, т. е. мы пренебрегаем изменениями момента инерции.

Зная момент инерции молекулы HCl , можно вычислить расстояние D между ее ионами H^+ и Cl^- . Имеем

$$\Theta = \frac{m_{\text{H}} m_{\text{Cl}}}{m_{\text{H}} + m_{\text{Cl}}} D^2;$$

подставляя сюда $m_{\text{H}} = 1,66 \cdot 10^{-27}$ кг и $m_{\text{Cl}} = 58,9 \cdot 10^{-27}$ кг, находим

$$D = 1,3 \cdot 10^{-10} \text{ м.}$$

Коротко резюмируем: молекула HCl представляет собой образование в виде гантели длиной $1,3 \cdot 10^{-10}$ м (рис. 380).

В трехатомных молекулах линии, соединяющие атомы или ионы, могут образовывать одну прямую или составлять друг с другом некоторый угол. На рис. 380 показано по одному примеру для трех имеющихся возможностей. К сожалению, анализ полосатых спектров многоатомных молекул труден и требует больших затрат времени.

§ 204. Полосатые спектры растворенных и адсорбированных молекул, а также молекул в молекулярных кристаллических решетках. Многие молекулы, особенно органические, при высоких температурах распадаются. Поэтому исследовать их оптические свойства в парообразном состоянии невозможно и их приходится изучать только в растворах.

Полярные молекулы обычно не годятся для спектральных исследований в растворах; ими можно пользоваться лишь с осторожностью. Будучи растворенными, они благодаря своему электрическому моменту ассоциируются с молекулами растворителя. Если их использовать в качестве *растворителя*, они могут привести, помимо ассоциации, еще к диссоциации растворенного вещества. В самом деле, диссоциация в важнейшей из сильно полярных жидкостей, а именно в воде, общеизвестна.

Среди неполярных жидкостей можно подобрать для многих веществ *нейтральные* растворители. Их присутствие лишь слабо влияет на инфракрасную (обусловленную внутренними колебаниями) область молекулярных спектров и незначительно изменяет ее ультрафиолетовую и видимую (обусловленные электронными переходами) области. Наличие таких растворителей приводит лишь к уширению отдельных спектральных линий и к их слиянию в непрерывные полосы. На рис. 381 это показано на небольшом участке ультрафиолетового спектра поглощения бензола. Такие спектры поглощения представляют интерес при исследовании больших молекул, часть которых играет важную роль в биологии. По положению некоторых полос можно, например, определить число двойных связей в молекуле.

В отдельных случаях растворение молекул можно заменить их *адсорбцией* на сильно адсорбирующих веществах, например на силикагеле.

При оптическом исследовании растворенных молекул следует всегда работать с малыми концентрациями, пользуясь, в случае

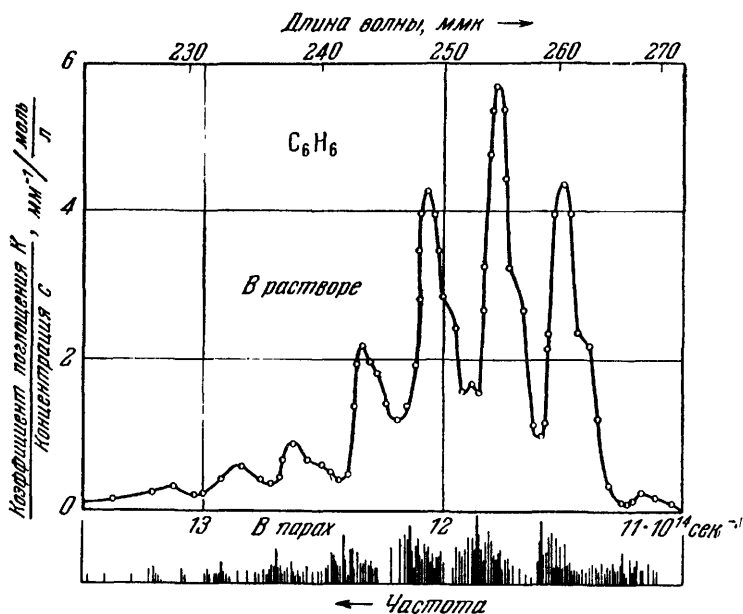


Рис. 381. Участок спектра поглощения C_6H_6 в ультрафиолетовой области.

Внизу — пары при давлении около 50 мм рт. ст.; толщина слоя около 1 см; сверху — 0,1–1 мол. % раствор C_6H_6 в пентане (по Генри). В нижней части рисунка силы излучения спектральных линий показаны длинной черточкой.

надобности, слоями большой толщины. При больших концентрациях ассоциация растворенных молекул вызывает в них взаимные возмущения.

В твердых телах, обладающих кристаллической решеткой *молекулярного типа*, молекулы также в значительной мере сохраняют свою индивидуальность. Их взаимодействие с соседями обуславливается только ван-дер-ваальсовыми силами¹⁾. Связь такого типа мало сказывается даже на электронных полосатых спектрах с их тонкими деталями. Молекулярные ре-

¹⁾ Это те силы, которые обуславливают в плотных газах отклонения от простого уравнения состояния для идеальных газов; они же вызывают адсорбцию молекул на поверхностях твердых тел и т. п.

шетки характерны прежде всего для органических веществ, однако встречаются также у отдельных элементов, например у твердого H_2 . В качестве примера такого вещества можно снова назвать C_6H_6 . На рис. 382 изображены одинаковые участки ультрафиолетового спектра поглощения бензола, внизу — в газообразном бензоле, вверху — в твердом бензоле при низкой температуре. Совпадение обоих спектров очевидно. Расстояние между максимумами полос в обоих случаях одинаково; полосы в спектре твердого бензола лишь сдвинуты как целое на несколько миллимикрон в сторону больших длин волн. Таким образом, понятие «молекулярной решетки» оправдано также и с оптической точки зрения.

§ 205. Комбинационное рассеяние. На этом явлении основан важный метод исследования строения молекул. Это — некогерентное рассеяние: находясь в энергетическом состоянии W_1 , молекула поглощает первичный квант света $h\nu_p$, который переводит ее в возбужденное состояние. Происходит внутримолекулярный процесс, в котором часть поглощенного кванта расходуется на то, чтобы перевести молекулу (например, путем возбуждения в ней колебаний) в состояние с энергией W_2 . Остаток энергии вновь излучается в виде кванта рассеянного света $h\nu_R$. Таким образом, можно написать

$$W_1 + h\nu_p = W_2 + h\nu_R,$$

или

$$\nu_R = \nu_p + \frac{W_1 - W_2}{h}. \quad (296)$$

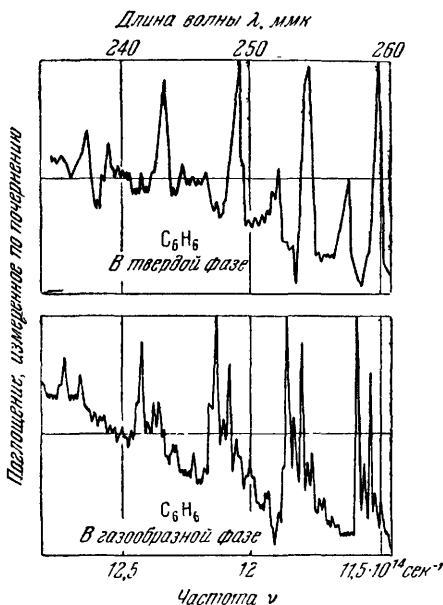


Рис. 382. Спектр поглощения твердого и газообразного бензола.

Почернение пластинки (измерение в данном случае на фотографическом позитиве) дает только положение максимумов поглощения. В соответствии с такой фотографией вычерчена схема полосатого спектра (см. рис. 381 внизу). При промере отдельных участков спектра поглощения (верхняя часть рис. 381) измерителем излучения некоторые детали пропали вследствие слишком большой ширины щели.

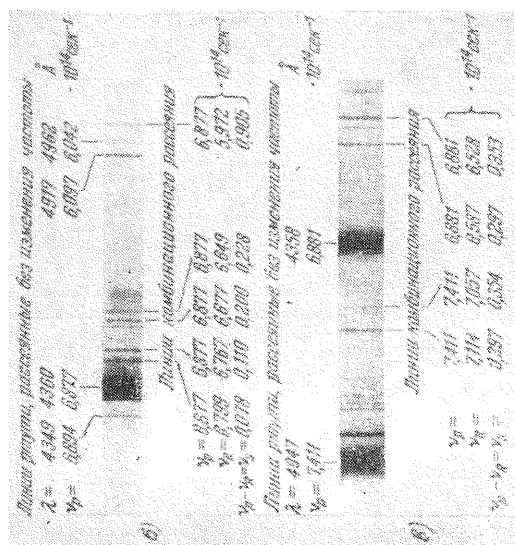


Рис. 383. Простое устройство для наблюдения комбинационного рассеяния (а) и спектры комбинационного рассеяния в жидких хлороформе (б) и бензоле (в).

Отросток (rod) стеклянной трубки S устраняет мешающие отражения.

Вообще говоря, $W_2 > W_1$, и, следовательно, вообще говоря, $\nu_R < \nu_p$, т. е. рассеянный свет имеет большую длину волны, чем первичный.

Комбинационное рассеяние доступно только индивидуальному наблюдению. Опишем опыты с жидким хлороформом и жидким бензолом. Подходящая для этой цели экспериментальная установка изображена на рис. 383, а. В спектральном приборе наблюдают спектры, фотографии которых приведены на рис. 383, б и в. Эти спектры содержат, помимо некоторых ртутных линий рассеяния с неизменной частотой, линии комбинационного рассеяния, а именно 5 отчетливых линий для хлороформа и 4 для бензола. На рисунке указаны частоты ν_R линий комбинационного рассеяния, частоты ν_p первичного излучения, а также разности тех и других $\nu_s = \nu_p - \nu_R$. Это те частоты ν_s , с которыми составные части молекулы *колеблются* друг относительно друга. Комбинационное рассеяние позволяет, впрочем, наблюдать также и частоты *вращения* молекул ν_r .

Пример приведен на рис. 384, на котором показан спектр комбинационного рассеяния излучения ртутной линии $\lambda_0 = 253,6$ мкм в газообразном кислороде. Первичная линия обрамлена с обеих сторон почти эквидистантными вторичными линиями. Стало быть, наряду с $W_2 > W_1$ может иметь место и $W_2 < W_1$. В последнем случае $W_2 - W_1$ представляет собой добавочную, доставляемую тепловым движением энергию. Разности частот первичной и вторичных линий суть вращательные частоты молекулы O_2 .

В случае хлороформа (но не бензола) колебательные частоты ν_s могут наблюдаться также и в инфракрасном спектре *поглощения*. Дело в том, что в обычном инфракрасном спектре поглощения могут проявляться внутренние колебания лишь электрически *заряженных* составных частей молекулы и вращения лишь *полярных* молекул, так как поглощать свет могут только диполи. В спектре же комбинационного рассеяния проявляются все внутренние колебания молекулы, которые изменяют ее электрическую поляризуемость, что и определяет то большое значение, которое имеет комбинационное рассеяние для исследования структуры молекул. Ввиду важности приме-

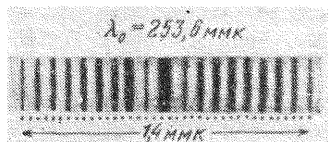


Рис. 384. К обнаружению вращательной частоты молекулы O_2 при помощи комбинационного рассеяния.

Первичным излучением служит излучение линии ртути $\lambda_0 = 253,6$ мкм. В рассеянном свете появляются только вращательные частоты с четными числами l . Свет, рассеянный без изменения частоты, ослаблен светофильтром из ртутных паров, что предохраняет от передежки в цитре изображения. (Снимок Разетти. Давление O_2 около 10 атм, длительность экспозиции около 50 час.)

нений этого эффекта мы остановимся еще на некоторых деталях, которые полезно иметь в виду при его наблюдении.

В предельном случае $W_1 = W_2$ комбинационное рассеяние превращается в рэлеевское. Отсюда понятно, что как интенсивность первого, так и интенсивность второго растут в общем случае пропорционально ν_p^4 . Особенно же эффективно поглощение света в области полосы поглощения рассеивающего вещества. В этом случае поглощение энергии оказывает то же действие, что и повышение температуры: возбуждаются внутренние колебания в молекуле и ее вращения. Распределение мощности рассеянного излучения по различным линиям сильно зависит от температуры. Особенно поучительные результаты дает комбинационное рассеяние линейно поляризованного света. Иногда угловое распределение рассеянного света оказывается таким же, как при рэлеевском рассеянии (см. рис. 270). В этих случаях рассеянная линия обуславливается вполне симметричными внутренними колебаниями молекулы. Это единственный тип колебаний, который может сохраняться неизменным при изменении ориентации молекулы, вызванном тепловым движением. В общем же случае рассеянный свет более или менее деполаризован, совершенно так же, как и при рэлеевском рассеянии на удлиненных частицах. В этом случае направление внутренних колебаний изменяется одновременно с изменением ориентации молекулы под действием теплового движения. Следовательно, внутримолекулярные колебания должны совершаться во вполне определенных направлениях, заданных структурой самой молекулы.

§ 206. Флуоресценция молекул. Когда возбужденное состояние доживает до конца своего естественного времени жизни (около 10^{-8} сек), запасенная при возбуждении энергия вновь излучается в виде флуоресценции (см. §§ 160 и 161). Это относится не только к атомам, но и к молекулам.

Примеры флуоресценции молекул бесчисленны. В демонстрационных опытах главная часть спектра излучения должна быть расположена в видимой области. Кроме того, для возбуждения должно быть достаточно угольной дуги с ультрафиолетовым светофильтром (см. § 14).

В паробразном состоянии используют молекулы йода или натрия. Флуоресценцию йода наблюдают при комнатной температуре, для натрия нужно примерно 300°C . Тогда пары металла содержат, кроме атомов Na, еще и достаточное количество молекул Na_2 . Пары йода флуоресцируют желто-коричневым, пары натрия — сине-зеленым светом. Самые яркие полосы испускания натрия расположены между 460 и 550 мкм.

В жидких растворах употребляют органические красители, например, пользуются раствором тетрагидрофлуоресцеина в воде. Вода состоит из сильно полярных молекул. Они присоединяются к молекулам красителя, и лишь в результате этого образуются комплексные молекулы, способные флуоресцировать. Свечение их флуоресценции — светло-зеленое.

Для флуоресценции справедливо правило Стокса: частота ν_e или квант энергии $h\nu_e$ возбужденного света не может быть

больше частоты ν_a или кванта энергии $h\nu_a$ возбуждающего света.

В настоящее время нетрудно объяснить довольно частые, но не играющие значительной роли исключения. К поглощенному кванту $h\nu_a$ возбуждающего света может прибавиться энергия тепловых колебаний молекулы. Тогда сумма обеих энергий дает квант света флуоресценции $h\nu_e$. Такой случай показан в схеме молекулярных уровней рис. 377. Стрелка α , относящаяся к поглощению, начинается внизу, у колебательного уровня $s=1$. Но следующая слева стрелка γ , относящаяся к излучению, оканчивается ниже, а именно у $s=0$. Стрелка γ немного длиннее стрелки α , и, следовательно, излучаемый квант $h\nu_e$ немного больше поглощенного (ср. рис. 384).

Энергетический выход флуоресценции, т. е. отношение мощности испускаемого излучения к мощности поглощенного оказывается всегда меньше 100%. Это согласуется с правилом Стокса: каждый поглощенный квант $h\nu_a$ порождает в излучении

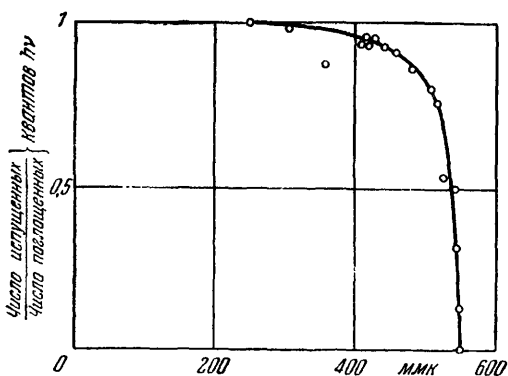


Рис. 385. Квантовый выход флуоресценции, измеренный в водном растворе флуоресцеина С. И. Вавиловым.

флуоресценции меньший квант $h\nu_e$. Напротив, для **квантового выхода**

$$\eta = \frac{\text{Число испускаемых квантов энергии } h\nu_e}{\text{Число поглощаемых квантов энергии } h\nu_a}$$

нередко получают значение, равное 100% (рис. 385).

§ 207. Время жизни возбужденных состояний молекул. *Время жизни* возбужденного состояния принципиально можно определить по длительности послесвечения, т. е. по времени, которое требуется для затухания. Практически его удастся определить только для флуоресцирующих растворов; при флуоресценции паров сила излучения недостаточна. Применяемая измерительная установка называется **флуорометром**, в основе его

конструкции лежит старый «фосфороскоп»: два периодически действующих затвора поочередно впускают возбуждающий первичный свет и выпускают наблюдаемый свет флуоресценции. Промежуток времени между окончанием возбуждения и началом наблюдения можно сократить механическими способами примерно до 10^{-5} сек. Электрические затворы (см. § 78) позволяют достичь еще вполне надежно промежутков в 10^{-9} сек.

Этим методом было измерено время жизни возбужденного состояния во флуоресцирующих растворах красителей. Оно оказалось порядка $5 \cdot 10^{-9}$ сек, т. е. почти таким же, как и естественное время жизни возбужденных атомов (ср. § 209, петит).

§ 208. Процессы, сопутствующие возбуждению молекул. Обратное излучение запасенной энергии в виде флуоресценции может рассматриваться как предельный случай даже у атомов. В общем же случае, еще до истечения естественного времени жизни возбужденного состояния, происходят вторичные процессы, в которых запасенная энергия находит иное применение. Она может передаваться в результате ударов второго рода безызлучательным путем другим атомам и возбуждать последние (см. § 162). Это происходит, например, при сенсibilизированной флуоресценции (см. § 163). Часто отдается лишь небольшая часть запасенной энергии, а остаток сохраняется в виде энергии метастабильного состояния. Последнее может иметь время жизни порядка секунд и даже более. Атомы, находящиеся в метастабильном состоянии, играют большую роль как переносчики энергии (см. § 164). Далее, возбуждение атомов может привести к ионизации (см. § 168) и к образованию молекул. При этом иногда возникают очень короткоживущие, не встречающиеся в иных условиях молекулы, например, одновалентные, положительно заряженные ионы He_2 .

Если при поглощении света мы имеем дело с молекулами, то ко всем этим, присущим уже атомам возможностям добавляются некоторые другие. Приведем четыре примера.

1. Во время пребывания в возбужденном состоянии молекулы могут повернуться. Тогда плоскость, в которой будут происходить флуоресцентные световые колебания, уже не будет совпадать с аналогичной плоскостью для возбуждающего света.

2. Молекулы могут претерпеть оптическую диссоциацию.

3. Возбужденные молекулы и все обломки оптически диссоциированных молекул способны вступать в химические реакции и в ряде случаев способны инициировать цепные реакции.

4. Во время жизни молекулы в возбужденном состоянии в ней могут происходить перегруппировки ее составных частей. Тогда в конце этого периода возбужденный электрон молекулы будет находиться в ином состоянии, чем сразу же после

возбуждения. Это — одна из причин возникновения флуоресценции¹⁾.

В следующих параграфах мы рассмотрим эти примеры более подробно.

§ 209. Поляризованная флуоресценция. В течение естественного времени жизни возбужденного состояния, т. е. за короткий промежуток времени между возбуждением и излучением, тепловое движение не может значительно изменить пространственную ориентацию молекул. Поэтому с помощью поляризованного света можно вызвать флуоресценцию, которая, в свою очередь, будет по крайней мере частично поляризована.

Для демонстрационных опытов снова пользуются водным раствором тетраодфлуоресцеина. Наблюдения ведутся по существу так же, как и при рэлеевском рассеянии (см. § 112). Чем короче время жизни, тем в меньшей степени поворот молекул успеет нарушить поляризацию. Поэтому время жизни сокращают, в нашем примере — добавлением в водный раствор йодистого калия. Можно также затруднять вращение молекул, повышая вязкость раствора путем добавления глицерина, желатина или сахара.

В газах и парах поляризацию света флуоресценции можно нарушить еще одним способом, а именно наложением магнитного поля. Действенными оказываются уже очень слабые поля, например магнитное поле Земли. Этот экспериментальный факт объясняется следующим образом: в магнитном поле плоскость, в которой лежит орбита оптического электрона, испытывает прецессионное движение. Период этой ларморовой прецессии равен

$$T = \frac{1}{\nu} = 4\pi \frac{m}{e} \frac{1}{\mathfrak{B}}, \quad (284)$$

где $m/e = 5,65 \cdot 10^{-12}$ кг/а · сек; магнитная индукция \mathfrak{B} (например, в в · сек/м²) $\approx 10^4$ гс. Если период T так же мал, как среднее время жизни τ возбужденного состояния, то связь между плоскостью электронной орбиты и плоскостью колебаний первичного возбуждающего света будет нарушена. Количественное развитие этих соображений открывает путь к определению τ , среднего времени жизни возбужденного состояния. Таким способом было определено τ для двух известных примеров резонансной флуоресценции. Для атома ртути нашли $\tau_{254\text{м.мк}} = 1,1 \cdot 10^{-7}$ сек, а для атома натрия — $\tau_{589\text{м.мк}} = 10^{-8}$ сек. Обе величины имеют тот же порядок величины, что и естественное время жизни возбужденных состояний, соответствующих резонансным линиям (см. уравнение (240) в § 157).

§ 210. Оптическая диссоциация. Вернемся снова к рис. 377. В результате газокинетических столкновений возбуждаются внутримолекулярные колебания. Эти колебания могут привести к диссоциации молекулы с любого ее исходного уровня ($s=0$); необходимо лишь чтобы сообщенная термическим путем

¹⁾ Точнее — длительной флуоресценции. (Прим. ред.)

энергия покрыла работу диссоциации D_0, D_1, D_2, \dots , относящуюся к соответствующему начальному уровню.

Совершенно иначе обстоит дело в случае оптической диссоциации. При поглощении света колебательная энергия может увеличиться лишь на небольшое число колебательных квантов. Поэтому оптическая диссоциация возможна лишь в том случае, когда поглощение света связано с *электронным переходом*, приводящим к той границе, за которой начинается сплошной спектр. Необходимо, стало быть, пользоваться светом из той области спектра, в которой находятся коротковолновые электронные полосы (см. рис. 372).

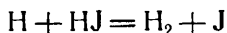
При фотохимических реакциях лишь в редких случаях удается выделить и стабилизировать сам первичный процесс. Основная трудность состоит в том, что почти всегда приходится иметь дело со вторичными процессами. Эту трудность удается устранить лишь в сравнительно немногих случаях.

Пример. В спектре поглощения HJ , а именно в его ультрафиолетовой части, имеются электронные полосы, подобные полосам HCl , показанным на рис. 372. Поглощение света в этих полосах разрушает молекулы HJ . Каждый *один* поглощенный квант $h\nu$ разрушает *две* молекулы HJ , вместо которых появляется по одной молекуле H_2 и J_2 . В табл. 11 приведены численные примеры для трех различных частот света.

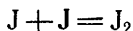
Таблица 11

Длина волны λ , $\mu\text{мк}$	Мощность поглощенного излучения, вт	N_a/t , т. е. число квантов $h\nu$, поглощенных в 1 сек	N_m/t , т. е. число молекул HJ , распадающихся в 1 сек	N_m/N_a , т. е. квантовый выход η
270	$1,38 \cdot 10^{-3}$	$1,46 \cdot 10^{15}$	$2,89 \cdot 10^{15}$	1,98
253	$1,63 \cdot 10^{-3}$	$2,11 \cdot 10^{15}$	$4,38 \cdot 10^{15}$	2,07
282	$2,46 \cdot 10^{-3}$	$3,67 \cdot 10^{15}$	$7,70 \cdot 10^{15}$	2,09
Среднее = 2,05				

Объяснение. В первичном процессе *один* квант $h\nu$ расщепляет одну молекулу HJ . В *двух* последующих вторичных процессах, а именно в реакциях



и



распадается *вторая* молекула паробразного HJ .

Квантовый выход процесса определяется отношением

$$\eta = \frac{\text{Число фотохимически измененных молекул}}{\text{Число поглощенных квантов света}}.$$

При фотохимическом разложении йодистого водорода квантовый выход $\eta=2$. Это значит, что при поглощении одного кванта света разрушаются две молекулы HJ .

§ 210а. Принцип Франка — Кондона. На каждой схеме уровней молекулы стрелки, изображающие переходы, выражают энергии, которые молекула может поглотить или отдать. Стрелки переходов, оканчивающиеся выше границы серии, могут привести к оптической диссоциации молекулы. Наглядный принцип, сформулированный Франком, позволяет судить об относительной вероятности (вообще говоря, различной) того или иного возможного перехода.

Предварительно напомним об одном способе создания и представления механических колебаний. На рис. 386 слева показан маленький шарик, способный скользить по не изображенному на рисунке направляющему стержню. В состоянии покоя

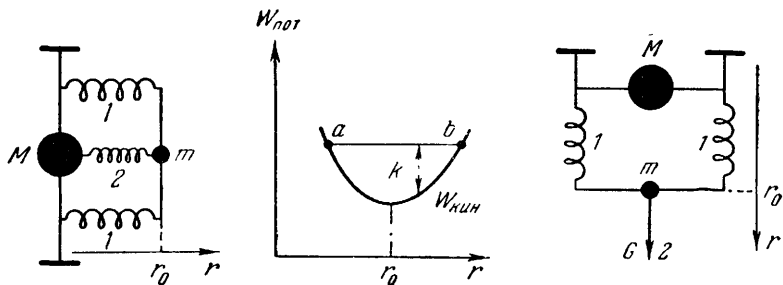


Рис. 386. Установки, в которых два шарика могут колебаться друг относительно друга (слева и справа), и представление подобных колебаний с помощью потенциальной ямы (в середине).

Системой отсчета служит большой шарик.

наш шарик находится на расстоянии r_0 от большого неподвижно закрепленного шара M . Положение покоя определяется равновесием двух сил, создаваемых пружинами. Растянутые пружины 1 стремятся уменьшить расстояние между шарами, сжатая пружина 2 стремится увеличить его. После сообщения горизонтального толчка маленький шарик начинает совершать колебания, периодически изменяя свое расстояние до большого шара. Эти колебания можно имитировать с помощью схемы, изображенной в средней части рис. 386: по стенкам направляющего желоба, изогнутого в виде корыта («потенциальная яма»),

пробегают туда и обратно маленький шарик, периодически изменяя свое расстояние r от оси ординат. В любом положении шарика его ордината выражает потенциальную энергию шарика в данном положении $W_{\text{пот}}$. Она достигает максимальных значений в точках поворота a и b . Длина пунктирной стрелки k дает для каждого расстояния r соответствующую ему кинетическую энергию $W_{\text{кин}}$. Последняя достигает максимального значения, когда шарик проходит через положение равновесия; в точках a и b она равна нулю. В правой части рис. 386 колебательное устройство повернуто на 90° . При этом сжатая пружина 2 заменена силой, приложенной к маленькому шарикку m ; это — сила веса шарика G .

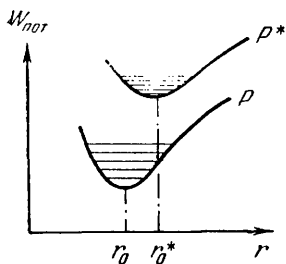


Рис. 387. Потенциальные ямы, изображающие колебания двухатомной молекулы в невозбужденном (P) и в возбужденном (P^*) состоянии.

Возможны только дискретные, квантованные, колебательные состояния. Точки поворота находятся там, где тонкие горизонтальные прямые упираются в края ям.

После этих предварительных замечаний займемся рассмотрением модели двухатомной молекулы, состоящей из двух атомов M и m . Начало отсчета находится в большем атоме. Расстояние r , на котором находится меньший атом, периодически изменяется. В невозбужденном, т. е. в основном, состоянии колебания можно представить с помощью нижней потенциальной ямы P на рис. 387. Положению покоя атома m отвечает расстояние r_0 . Теперь появляется некий существенный пункт: в межатомной связи участвует оптический электрон. Если в результате «электронного перехода» он оказывается в новом положении, то положение покоя перемещается в другое место: вместо r_0 мы получаем r_0^* и возбужденная молекула характеризуется уже иной потенциальной ямой, например P^* (см. рис. 387).

Для формулировки принципа Франка мы по-прежнему сохраняем начало отсчета в большем атоме M . Тогда этот принцип гласит: электронный переход совершается в течение времени, малого сравнительно с периодом колебаний атома m ; поэтому кинетическая энергия последнего $W_{\text{кин}}$ не изменяется при электронном переходе.

Такой электронный переход происходит со сравнительно большой вероятностью только в тех фазах колебания, в которых как возбужденный, так и невозбужденный атом проводит наибольшее время. Это — фазы, отвечающие точкам поворота, если m колеблется, и положению равновесия, если m покоится. И в том и в другом случае атом m не обладает кинетической энергией.

Сказанное можно наглядно пояснить с помощью модели, схематически изображенной на рис. 388. Она мало отличается от устройства, показанного на рис. 386. Влияние оптического электрона имитируется пружиной $З$. В основном состоянии эта пружина «включена» и атом m совершает колебание относительно положения покоя r_0 . При переходе к возбужденному состоянию

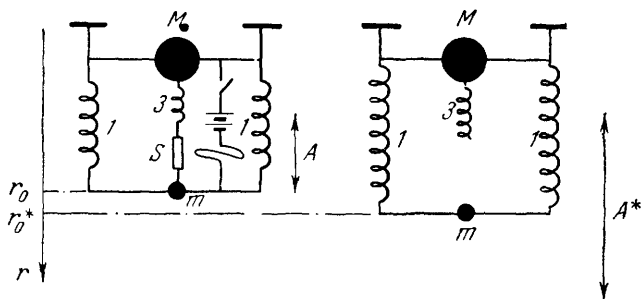


Рис. 388. Модельный опыт, иллюстрирующий электронный переход в колеблющейся двухатомной молекуле.

пружина $З$ чрезвычайно быстро отключается с помощью «плавкого предохранителя» S — тонкой, легко заменяемой металлической проволоочки. В возбужденном состоянии атом колеблется относительно нового положения покоя r_0^* . В обоих случаях периоды колебаний равны по порядку величины 1 сек.

Электронный переход можно «включить» в желаемой фазе только при условии, что атом m как в невозбужденном (с пружиной $З$), так и в возбужденном состоянии (без пружины $З$) не обладает кинетической энергией. Здесь достаточно привести два примера.

1. «Атом» m колеблется в невозбужденном состоянии с малой амплитудой A около положения равновесия r_0 . «Электронный переход» происходит в верхней точке поворота. Тогда «атом» m начинает колебаться с очень большой амплитудой A^* около положения равновесия r_0^* , присущего возбужденному состоянию. В результате возбуждения колебательная энергия «молекулы» Mm значительно возросла. Можно вообразить себе предельный случай, когда амплитуда будет столь велика, что наступит «диссоциация». Во время перехода $W_{\text{кин}} = W_{\text{кин}}^* = 0$.

2. «Атому» m дают колебаться в невозбужденном состоянии с такой амплитудой, что он заходит в нижнем положении немного дальше положения покоя r_0^* , отвечающего возбужденному состоянию. Выжидают, пока нижняя точка поворота «атома» m не сместится вследствие затухания так, что она совпадет с положением покоя r_0^* , отвечающим возбужденному состоянию. В этот момент дают совершиться «электронному переходу», в результате чего «атом» m переходит в состояние полного покоя. На этот раз «молекула» Mm истратила в результате «электронного перехода» всю свою колебательную энергию.

В этом поразительном примере так же, как и в предыдущем, переход произошел при

$$W_{\text{кин}} = W_{\text{кин}}^* = 0.$$

Впоследствии Кондон согласовал этот принцип с волновой механикой; для практического применения почти всегда предпочтительна исходная, наглядная форма этого принципа.

§ 211. Преддиссоциация. Оптическая ионизация *атомов* с двумя валентными электронами имеет одну особенность: атомы этого рода, например Са, обладают, помимо нормальной последовательности энергетических уровней в схеме *S, P, D, F, ...*, еще одной последовательностью уровней, не входящей в эту схему и продолжающейся выше границы, за которой начинается сплошной спектр. Таким образом, спектр поглощения, отвечающий выходу из основного состояния, содержит также линии, которым соответствуют кванты энергии $h\nu > h\nu_g$. Причина этого кроется в одновременном смещении обоих оптических электронов. Для первого из них атом, лишенный второго электрона, является положительным ионом. Смещение первого оптического электрона приводит этот положительный ион в возбужденное состояние. Примакающая к его уровню дополнительная последовательность дискретных уровней соответствует смещению второго оптического электрона в уже возбужденном положительном ионе. Если это состояние достигло конца своей жизни, то атом может распасться на *возбужденный* положительный ион и электрон. Возбужденный ион имеет, в таком случае, энергию $h\nu - h\nu_g$. Это называют *преионизацией*, т. е. *ионизацией после предшествовавшего возбуждения*.

Аналогичный процесс может происходить и в *молекулах* с двумя оптическими электронами. Разница здесь в том, что при смещении обоих электронов последовательность дискретных уровней вместе с примыкающим к ее границе сплошным спектром может располагаться *ниже* энергии $h\nu_g$, с которой начинается нормальный, относящийся к смещению лишь *одного* электрона сплошной спектр. В этом случае достаточно кванта с $h\nu < h\nu_g$, чтобы вызвать оптическую диссоциацию молекулы на атомы, один из которых будет находиться в *возбужденном* состоянии. Это важное для фотохимии явление называют *преддиссоциацией*, т. е. *диссоциацией после предшествовавшего возбуждения*.

§ 212. Химическое действие оптически возбужденных молекул. Демонстрационный опыт. Триптафлавин, адсорбированный на порошке силикагеля, возбуждается в вакууме видимым светом и ярко флуоресцирует. Разреженная кислородная атмосфера тушит флуоресценцию. При этом молекулы O_2 возбуждаются и становятся химически активными. Они могут поэтому окислять другие вещества и превратить, например, бесцветный *p*-лейкоанилин в красный краситель. Чтобы продемонстрировать это, лейкоанилин также адсорбируют на силикагеле, смешивают оба порошка и облучают их видимым светом: через короткое время возникает отчетливая красная окраска.

В прежние времена по требованию таможенников кормовой ячмень окрашивали красителем эозином. У свиней, откормленных этим ячменем, в местах, где кожа прозрачна для света, например на «пяточке», начинались тяжелые воспалительные процессы. Здесь также тушение флуоресценции эозина вызывало активацию других молекул.

Ассимиляция углекислого газа растениями играет в природе колоссальную роль. Под действием солнечного света на Земле

в каждую секунду связывается около 500 т углерода. В этой реакции участвует краситель хлорофилл. Она удаётся пока только живой клетке. При нормальной концентрации CO_2 в воздухе последняя должна поглотить минимум четыре (а быть может, даже и восемь) кванта света, чтобы преобразовать одну молекулу CO_2 и выделить одну молекулу O_2 . Таким образом, квантовый выход η здесь не превосходит $1/4$.

В очень многих фотохимических реакциях первичный процесс служит лишь их *ускорению*; без света эти реакции протекают крайне медленно. Квант $h\nu$, поглощенный молекулой, делает ее *реакционноспособной*. Энергия, высвобождающаяся при реакции, может передаться путем соударения второй молекуле, возбудить ее и сделать ее, таким образом, также реакционноспособной. Так, за *одним* первичным актом поглощения света следует целая цепь вторичных реакций. Поэтому число молекул, преобразованных вторичными процессами, может оказаться больше по порядку величины числа первично поглощенных квантов $h\nu$, т. е. квантовый выход η может достигать очень высоких значений. Наоборот, подавление вторичных реакций может обусловить немедленное обращение первичного фотохимического процесса. Оказывается невозможным *стабилизировать* продукты первичной реакции. В этом случае наблюдаемые квантовые выходы могут оказаться сколь угодно малыми.

Фотохимические реакции с очень быстрым восстановлением удобны для демонстрационных опытов. Можно, например, использовать водный раствор метиленовой сини и железного купороса (рис. 389). В свете дуги голубой раствор¹⁾ выцветает за несколько секунд и почти столь же быстро снова восстанавливает свою окраску в темноте. Объясняется это следующим образом: поглощенный свет возбуждает молекулу красителя; последняя, реагируя с ионом Fe^{++} и ионом H^+ образует бесцветное соединение красителя с водородом и ион Fe^{+++} .

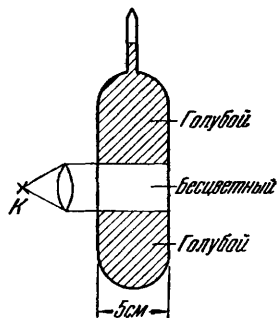


Рис. 389. К демонстрации быстрого обращения направления фотохимической реакции.

¹⁾ 5 г $\text{FeSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$ растворяют в 100 см³ холодной воды, смешивают с небольшим количеством порошкообразного железа и фильтруют для того, чтобы исчезли ионы Fe^{+++} . Затем добавляют 0,2 см³ HCl и немного метиленовой сини, не содержащей хлористого цинка. Наконец, раствор длительным откачиванием очищают от кислорода и герметически запаивают в стеклянный сосуд.

§ 213. Получение света химическим путем. Во многих случаях оптическое возбуждение молекулы может произойти в результате подвода энергии химическим путем. Известны примеры светящихся бактерий, насекомых, глубоководных рыб и т. д. Эффектный демонстрационный опыт получается при окислении перекисью водорода водного раствора 3-аминофталевого гидразида.

§ 214. Общие замечания о молекулярной фосфоресценции. *Флуоресценция* (см. § 206) возникает главным образом во время облучения вещества светом или корпускулярными лучами; однако она может продолжаться некоторое время и после окончания облучения. При этом сила ее излучения затухает по экспоненциальному закону. Время ее затухания до половины начального значения не изменяется при понижении температуры. Наряду с флуоресценцией может возникнуть и фосфоресценция. После окончания облучения она лишь в единичных случаях затухает по экспоненциальному закону, вообще же говоря, затухание вначале идет быстрее, чем по экспоненте, а затем все медленнее и медленнее. Фосфоресценцию отличают от флуоресценции по наличию температурной зависимости; *время затухания фосфоресценции всегда возрастает с понижением температуры*. При достаточно низкой температуре поглощенная энергия излучения может стать «замороженной», т. е. может храниться в течение практически неограниченного времени. Для того чтобы высвободить ее вновь, необходимо подать дополнительную энергию извне, преодолев некоторый энергетический порог.

Молекулярная фосфоресценция, согласно современным представлениям, возникает в результате внутримолекулярного электронного перехода. Молекула, однако, должна быть ассоциирована с другими молекулами. Это имеет место уже в вязких растворах, но в полной мере реализуется лишь в твердых растворах. Число таких фосфоресцирующих растворов чрезвычайно велико. Примеры приведены в двух следующих ниже параграфах.

§ 215. Молекулярная фосфоресценция в твердых органических растворах. Во всех хорошо известных органических «фосфорах» мы имеем дело с разбавленными растворами (примерные концентрации не превышают $1 : 10^4$). При низких температурах растворителем служит спирт или ароматические соединения (ксилол, пиридин, хлорбензол и т. д.); при комнатной температуре — твердая безводная борная кислота (гидрат трехоксида бора). Для демонстрационных опытов, наряду со многими другими веществами, пригоден раствор нафталина в хлорбензоле при -185°C или его раствор в твердой борной кислоте

при комнатной температуре. Во время возбуждения (угольная дуга с ультрафиолетовым светофильтром) оба раствора сильно флуоресцируют, а по окончании возбуждения — фосфоресцируют в течение нескольких секунд.

В обоих случаях видно около 10 полос в области 470—570 мк. Они совершенно отличны от полос флуоресценции нафталина в жидких растворах (полосы в области 300—370 мк).

Еще более эффектны растворы ангидрида фталевой кислоты в твердой борной кислоте. Их ярчайшая зеленая фосфоресценция длится примерно 1 сек.

В этих органических фосфорах как растворенные вещества, так и растворитель имеют слишком сложное строение, чтобы их можно было исследовать количественно. Более простые соотношения мы находим у фосфоров, рассмотренных в § 216.

§ 216. Молекулярная фосфоресценция в кристаллических растворах. Галоидные фосфоры. Галоидные соли тяжелых металлов, например $TlCl$, растворяются в концентрированных водных растворах щелочно-галоидных соединений. Они образуют

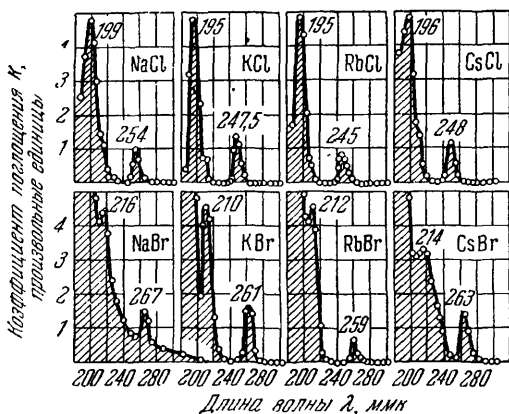


Рис. 390. Спектры поглощения восьми щелочно-галоидных фосфоров, активированных таллием.

тогда комплексные ионы, например, типа $TlCl_4$. Эти комплексы способны флуоресцировать; первый максимум их электронного полосатого спектра поглощения находится в легко доступной ультрафиолетовой области. Полосы излучения находятся в фиолетовой или в еще более длинноволновой, видимой области спектра.

Такие же комплексы имеются в твердых растворах галогенидов тяжелых металлов в кристаллах щелочно-галоидных соединений. На рис. 390 приведено в качестве примера несколь-

ко первых полос поглощения. Полосы поглощения, как видно, характерны для тяжелого металла: их положение почти такое же, как и в водных растворах этих металлов. Напротив, полосы излучения флуоресценции смещены в сторону коротких волн. Главная полоса излучения $TlCl$, растворенного в KCl , находится в ультрафиолетовой части спектра; ее приходится демонстрировать при помощи люминесцентного экрана (платиносинеродистый барий).

В возбужденном состоянии молекулы обладают новыми полосами поглощения, максимумы которых, например для фосфора $TlCl-KCl$, лежат между 350 и 1550 $m\mu$. Положение полос известно, потому что поглощение света в этих полосах возвращает молекулы обратно в исходное состояние. Таким образом, это поглощение ускоряет обусловленное тепловым движением возвращение молекул в первоначальное состояние, сопровождающееся излучением света. Это определяет задачу дальнейших исследований: нужно химически идентифицировать центры, запасующие энергию, по их спектрам поглощения как в возбужденном, так и в невозбужденном состоянии и установить схему уровней для различных энергетических состояний. Несмотря на многообещающее начало, это еще потребует большой экспериментальной работы. Все же в кристаллах щелочно-галогидных соединений, прозрачных вплоть до крайней ультрафиолетовой части спектра, условия для исследования особенно благоприятны.

Щелочно-галогидные фосфоры, в частности KJ с добавкой Tl , играют в настоящее время большую роль как детекторы частиц с высокой энергией, в частности жесткого γ -излучения.

Дальнейшие сведения о фосфоресценции см. в § 252.

ГЛАВА XVI

ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

§ 217. Предварительное замечание. Среди различных видов возбуждения молекул и атомов термическое возбуждение издавна играет особую роль. По этой причине термически возбужденное излучение («тепловое излучение») было изучено исчерпывающим образом. Венцом этих работ было установление закона излучения Планка и связанное с ним открытие универсальной постоянной h .

§ 218. Основные опытные факты. Совокупность опытных результатов можно в настоящее время подытожить следующим образом.

1. *Все тела обмениваются энергией излучения, причем более теплые тела охлаждаются, а более холодные — нагреваются.* При демонстрации этого положения нужно исключить *теплопроводность*. Поэтому целесообразно пользоваться двумя вогнутыми зеркалами, поставленными одно против другого на расстоянии нескольких метров. В фокусе одного из зеркал ставят измеритель излучения (термоэлемент). В фокусе другого сперва держат палец, потом сосуд, наполненный ледяной водой. В первом случае измеритель излучения покажет нагревание, во втором — охлаждение (в шутку можно сказать, что «излучается холод»).

2. *Сила излучения резко возрастает при повышении температуры.* Для демонстрации этого положения берут электрическую кастрюлю, снабжают ее термометром и ставят в качестве источника излучения («передатчика») на расстоянии около $1/2$ м от измерителя излучения («приемника»).

3. *При повышении температуры меняется спектральное распределение силы излучения.* Любая проволока, если ее медленно нагревать электрическим током, дает последовательно невидимое излучение, воспринимаемое только как ощущение тепла, затем красное, желтое и, наконец, белое каление.

4. *При одинаковых температурах тело, поглощающее свет, излучает больше, чем прозрачное тело.* Чтобы продемонстрировать это, нагревают ряд различных тел одинаковой величины

одинаковыми бунзеновскими горелками, дающими несветящееся пламя, и наблюдают свечение тел. Палочка из прозрачного стекла практически не поглощает видимого света и светит очень слабо. Палочка из цветного стекла поглощает часть видимого света и светит сильно. Прозрачная стеклянная трубка, наполненная мелким *порошком* из цветного стекла, *рассеивает* падающий видимый свет. Лишь ничтожные количества света могут проникнуть внутрь и поглотиться. Значит, порошок *поглощает* меньше, чем сплошное тело, и, в соответствии с этим, он меньше и *светит*.



Рис. 391. Ярко светящееся сильно турбулентное пламя светильного газа, содержащего пары бензола.

Если поместить это пламя перед конденсором проекционного аппарата, то оно будет отбрасывать совершенно черную тень.

Другой пример. Ярко светящееся пламя светильного газа, содержащего пары бензола («карбюрированного»), ставится перед конденсором проекционного аппарата: на экране появляется совершенно темное изображение пламени (рис. 391). Бесчисленные мельчайшие частицы угля, взвешенные в пламени (сажа), поглощают значительную долю света проекционной лампы. Затем это пламя, путем увеличения подвода воздуха, превращают обычным способом в «бунзеновское пламя», т. е. все частички угля сгорают, и сажа не образуется. Вследствие этого на экране уже не видно изображения пламени, так как оно больше не поглощает видимого света. Одновременно пропадает и излучение пламени. Пламя, не поглощающее видимого света, не может и испускать его. Пламя свечи также дает в проекционном аппарате темное изображение. Таким образом, тепловое излучение света пламенами основано на излучении твердых, поглощающих *видимый* свет тел, а именно на излучении частиц сажи.

§ 219. Закон Кирхгофа. Приведенные выше факты количественно описываются законом Кирхгофа. Поясним его содержание с помощью воображаемого опыта. На рис. 392 изображены два небольших участка 1 и 2, вырезанных из двух очень протяженных тел, имеющих форму пластин. Эти тела состоят из двух произвольных, но различных веществ. Оба тела облучают друг друга тепловой энергией, и поэтому в состоянии равновесия имеют одинаковую температуру. Излучение, испускаемое тыловыми сторонами тел, возвращается к ним без потерь благодаря отражению от двух полностью отражающих зеркал *Sp*. Поэтому достаточно рассматривать только те излучения, которыми обмениваются сами тела. В стационарном состоянии тело 1 должно отдавать телу 2 ровно столько же энергии

излучения, сколько оно само его получает от тела 2. Тело 1 посылает на тело 2 мощность своего собственного излучения \dot{W}_1 и, кроме того, отражает непоглощенную долю излучения, посылаемого телом 2 на тело 1, с мощностью, равной произведению $(1 - A_1)$ на \dot{W}_2 . Тогда A означает *поглощательную способность* для монохроматического излучения, определяемую уравнением

$$A = \frac{\text{Мощность поглощенного излучения}}{\text{Мощность падающего излучения}}. \quad (297)$$

То же можно написать для излучения, посылаемого телом 2 на тело 1. Поэтому в состоянии равновесия

$$\dot{W}_1 + (1 - A_1) \dot{W}_2 = \dot{W}_2 + (1 - A_2) \dot{W}_1,$$

откуда

$$\frac{\dot{W}_1}{A_1} = \frac{\dot{W}_2}{A_2}$$

и

$$\frac{S_1^*}{A_1} = \frac{S_2^*}{A_2}, \quad (298)$$

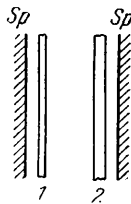


Рис. 392.
К объяснению закона Кирхгофа.

где S^* — плотность излучения (см. § 36). Это соотношение справедливо для любых двух совершенно произвольных тел. Поэтому величина S^*/A не должна зависеть ни от каких *свойств самого вещества*. Она может зависеть лишь от *других* параметров, например от температуры или от длины волны. Это утверждение носит название закона Кирхгофа.

Продолжая воображаемый опыт, представим себе, что между телами 1 и 2 вставлен непоглощающий интерференционный светофильтр (см. § 74), пропускающий только узкий интервал длин волн $\Delta\lambda$. Если прежде плотность излучения была равна

$$S^* = \int_0^{\infty} \frac{\partial S^*}{\partial \lambda} d\lambda,$$

где $\frac{\partial S^*}{\partial \lambda}$ — *приведенная* плотность излучения, то для интервала длин волн $\Delta\lambda$ она будет равна

$$S_{\lambda}^* = \int_{\lambda}^{\lambda + \Delta\lambda} \frac{\partial S^*}{\partial \lambda} d\lambda,$$

и вместо уравнения (298) мы получим

$$\frac{S_{\lambda, 1}^*}{A_{\lambda, 1}} = \frac{S_{\lambda, 2}^*}{A_{\lambda, 2}}. \quad (298a)$$

Тело 1 с поглощательной способностью $A_{\lambda, 1} = 1$ полностью поглощает излучение с длиной волны λ ; такое тело называют «черным» для длины волны λ . Тогда из (298а) следует

$$\boxed{S_{\lambda, 2}^* = S_{\lambda, 1}^* A_{\lambda, 2}} \quad (299)$$

Формулируя словами, можно сказать: для термически возбужденного монохроматического излучения с длиной волны λ плотность излучения $S_{\lambda, 2}^*$ любого тела равна плотности излучения $S_{\lambda, 1}^*$ тела, «черного» для λ , умноженной на поглощательную способность $A_{\lambda, 2}$ тела 2, «нечерного» для этой длины волны.

§ 220. Черное тело и законы черного излучения. Отражение света, равное нулю, т. е. поглощательную способность A , равную единице, можно создать для всех длин волн с помощью маленького отверстия в стенке светонепроницаемого ящика. Такое отверстие кажется еще более черным, чем помещенный рядом с ним слой сажи. Весь падающий свет поглощается в результате многократного, большей частью диффузного отражения. Следуя предложению Г. Кирхгофа (1859 г.), такие черные тела нагревают до высокой, равномерно распределенной температуры и пользуются их отверстиями как излучателями. Излучение, выходящее из *отверстия*, называется «*черным излучением*».

Для демонстрационного опыта раскаляют электрическим током на воздухе платиновую трубку длиной 15 см и диаметром 2 см. На стенке трубки нарисован окисью железа слабо отражающий крест. Около него в стенке трубки делают маленькое отверстие. Меньше всего светит светлая, хорошо отражающая платина, сильнее — слабо отражающий крест, а наиболее сильно — совсем не отражающее «черное» отверстие.

Большие черные тела делают из огнеупорных керамических масс. Как правило, достаточно взять длинную трубку и вставить в нее несколько поперечных диафрагм. Внешняя ее стенка покрывается теплоизоляцией для более экономного расходования энергии, идущей на нагревание. Для измерений при высоких температурах очень подходят вольфрамовые тела. Их монтируют и нагревают так же, как и вольфрамовую нить в лампе накаливания, т. е. откаываются от внешней тепловой изоляции.

Для всякого хорошего, отвечающего своему назначению черного тела существенно совершенно равномерное распределение температуры внутри него. Если оно достигнуто, то, глядя сквозь отверстие, нельзя увидеть внутри черного тела никаких деталей (например, в плавильных печах стекольных заводов или в коксовых печах). Плотность излучения всех элементов внутренней поверхности одинакова и совершенно не зависит от свойств этих элементов: сильно поглощающие участки поверхности (уравнение (297)) *сильно излучают* сами и *слабо отражают* излучение остальных участков поверхности. Для слабо погло-

шающих участков поверхности справедливо обратное: сами они излучают слабо, но зато соответственно сильнее отражают падающее на них излучение остальных участков поверхности.

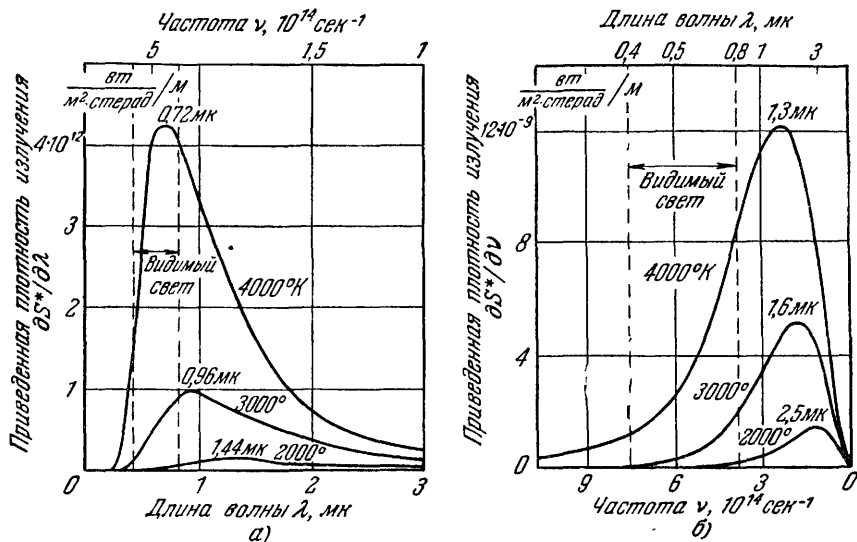


Рис. 393. Распределение приведенной плотности излучения (энергетической яркости) в спектре черного тела.

a — распределение, отнесенное к одинаковым интервалам длин волн; *b* — распределение, отнесенное к одинаковым частотным интервалам. Кривые на рисунке, а также уравнения (300) и (301) справедливы для *неполяризованного* излучения. При количественном изучении спектрального распределения плотности излучения пользуются установкой, схематически изображенной на рис. 111 (обычно берут частный случай $\theta=0$, что отвечает излучению в перпендикулярном направлении). Измеряются мощности излучения $d\dot{W}_\lambda$ (или $d\dot{W}_\nu$), приходящегося на выделенный спектральный интервал и содержащегося в телесном угле $d\Omega$. Согласно уравнению, определяющему плотность излучения S^* , для этих мощностей справедливы уравнения

$$d\dot{W}_\lambda = \frac{\partial S^*}{\partial \lambda} d\lambda df_s d\Omega,$$

или

$$d\dot{W}_\lambda = \frac{\partial S^*}{\partial \nu} d\nu df_s d\Omega,$$

где df_s — площадь кажущейся поверхности (см. рис. 113); таким образом, для излучения в перпендикулярном направлении $df_s = d\Omega$.

Распределение плотности излучения по различным длинам волн и особенно зависимость этого распределения от температуры для «черного» излучения, т. е. излучения, выходящего из отверстия черного тела, изучены с исключительной тщательностью. Полученные результаты воспроизведены на рис. 393. По ординате отложены приведенные плотности излучения. Слева (рис. 393, *a*) они приведены к одинаковым интервалам длин волн, справа (рис. 393, *b*) — к одинаковым интервалам частот.

Над задачей нахождения формул, описывающих результаты опыта, трудились выдающиеся физики. Окончательного результата достиг в конце 1900 г. Макс Планк, предложив свою знаменитую формулу излучения¹⁾

$$\frac{\partial S^*}{\partial \lambda} = \frac{C_1}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1}, \quad (300)$$

или

$$\frac{\partial S^*}{\partial \nu} = C_3 \nu^3 \frac{1}{e^{\frac{C_4 \nu}{T}} - 1}. \quad (301)$$

Здесь C_1, C_2, C_3, C_4 — эмпирические постоянные, имеющие следующие значения:

$$C_1 = 1,191 \cdot 10^{-16} \text{ вт} \cdot \text{м}^2, \quad C_2 = 1,439 \cdot 10^{-2} \text{ м} \cdot \text{град}, \\ C_3 = 1,47 \cdot 10^{-50} \text{ вт} \cdot \text{сек}^4 / \text{м}^2, \quad C_4 = 4,78 \cdot 10^{-11} \text{ сек} \cdot \text{град}.$$

Планк хотел свести эти постоянные к универсальным фундаментальным постоянным. При этом он сделал одно из величайших физических открытий: он нашел новую универсальную постоянную h . Планк первый использовал уравнение энергии $E = h \cdot \nu$ и открыл с его помощью доступ в мир атомных явлений.

В настоящее время имеется целый ряд выводов формулы Планка. С ними можно ознакомиться в любом курсе теоретической физики. Однако соотношения между эмпирическими постоянными в формуле излучения и универсальными постоянными не связаны с выводом формулы. Мы имеем

$$C_1 = 2hc^2, \quad C_2 = \frac{hc}{k}, \quad C_3 = \frac{2h}{c^2}, \quad C_4 = \frac{h}{k}, \quad (302)$$

где h — постоянная Планка $= 6,62 \cdot 10^{-34} \text{ вт} \cdot \text{сек}^2$, k — постоянная Больцмана $= 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ вт} \cdot \text{сек} / \text{град}$, c — скорость света $= 3 \cdot 10^8 \text{ м} / \text{сек}$.

Формула излучения Планка содержит в себе как частные случаи две важные закономерности, открытые еще раньше.

1. **Закон Стефана — Больцмана.** Полная мощность \dot{W} ($= \pi S^* f$, см. § 36), излучаемая одной стороной площадки f , возрастает пропорционально четвертой степени абсолютной температуры, т. е.

$$\dot{W} = \sigma f T^4, \quad (303)$$

где

$$\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 \cdot h^3} = 5,67 \cdot 10^{-8} \frac{\text{вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{град}^4}.$$

¹⁾ В видимой части спектра, т. е. для $\lambda < 0,8 \text{ мк}$, можно отбрасывать член -1 в знаменателе вплоть до $T = 3000^\circ \text{ К}$. Ошибка остается ниже 0,1% (формула излучения В. Вина).

Солнце излучает приблизительно как черное тело. На поверхности Солнца (см. § 38)

$$\frac{\dot{W}}{f} = \pi S^* = 6,1 \cdot 10^7 \text{ вт/м}^2.$$

Согласно уравнению (303), этому соответствует температура в 5700°K .

При практическом использовании этого уравнения часто оказывается необходимым определить мощность, затрачиваемую телом на излучение. Тогда нужно наряду с *излучаемой* телом мощностью учитывать также мощность, *получаемую* от окружающих тел. Тем самым мощность, затрачиваемая на излучение, уменьшается, и мы получим

$$\dot{W} = \sigma f (T^4 - T_u^4),$$

где T_u — температура среды, например приемника излучения.

II. *Закон смещения Вина*. Длина волны $\lambda_{\text{макс}}$, для которой отношение «плотность излучения/интервал длин волн» достигает максимума, обратно пропорциональна абсолютной температуре T , т. е.

$$\lambda_{\text{макс}} T = \frac{hc}{4,97 \cdot k} = 2,88 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{град} = 2880 \text{ мк} \cdot \text{град}. \quad (304)$$

В солнечном спектре, как показывает опыт, максимальное значение S_λ^* отвечает длине волны $\lambda = 0,48 \text{ мк}$. Для черного тела это соответствует температуре 6000°K .

§ 221. Селективное тепловое излучение. Поглощательная способность черного тела при всех длинах волн равна единице. У всех остальных тел A зависит от длины волны и, кроме того, всегда меньше единицы. Поэтому при определенной температуре и длине волны мы получаем вместо плотности излучения S_λ^* , отвечающей черному телу, только долю этой величины, равную $A \cdot S_\lambda^*$. Значение A особенно мало в предельных случаях «сильного» или «слабого» поглощения. При сильном поглощении ($\omega < \lambda$, как, например, у металлов) излучение не может проникнуть глубоко в толщу тела; зачастую более чем 90% падающего излучения вместо того, чтобы поглотиться, отражается обратно. При слабом поглощении ($\omega > \lambda$) отражение мешает проникнуть лишь очень малой доле излучения, и поэтому большая часть падающего излучения может поглотиться. Но это происходит лишь в очень толстых слоях, во многих случаях технически не реализуемых. Дальнейшее осложнение заключается в том, что оптические постоянные меняются с температурой.

Эта температурная зависимость известна лишь для немногих тел и в ограниченных частях спектра, например для металлов в инфракрасной области. Там потеря на отражение R зависит только от электропроводности металлов (см. § 142), температурная зависимость которой хорошо известна. Поэтому зависимость величины S_{λ}^* от T для нечерных тел, вообще говоря, можно определить лишь из опыта и то только приближенно. Очень немногие тела выдерживают большие изменения температуры без необратимых превращений. Структура внутренних частей тела и его поверхности почти всегда сильно зависит от его термической истории; например, микрокристаллическая структура тела может превратиться в грубую мозаику из хорошо отражающих монокристаллов и т. п.

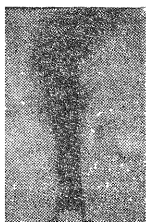


Рис. 394. Факел из хлопьев окиси цинка светится зелено-голубым светом.

В свете дуговой лампы этот факел отражает глубокую черную тень, подобно частичкам сажи в светящемся газовом пламени (см. рис. 391).

Селективное тепловое излучение в видимой части спектра легко показать в демонстрационных опытах. Половина маленькой кварцевой пластинки покрывается слоем ZnO , половина — слоем платины. При нагревании пластинки на пламени бунзеновской горелки платина начинает светиться красным светом, а ZnO — зелено-голубым. Объяснение. Нагретые кристаллы ZnO поглощают только коротковолновую часть видимого спектра, причем край полосы поглощения имеет очень крутой подъем (см. рис. 414). Следовательно, ZnO может испускать только эту часть спектра. В демонстрационном опыте, предназначенном для более широкой аудитории, нагревают током оцинкованную железную проволоку (рис. 394); цинк испаряется, пары его окисляются и факел из горячих хлопьев ZnO снова светится зелено-голубым светом.

§ 222. Термические источники света. В этих источниках используется только излучение *твердых* тел. Последние нагреваются либо в результате химических процессов (пламя), либо электрическим путем, за счет теплового действия электрического тока. При этом имеются две основные возможности сдвинуть существенную часть мощности излучения в видимую область спектра: использование *высокой температуры* (см. рис. 393) и применение *селективных излучателей*. Поглощательная способность последних в видимой области должна быть по возможности близкой к поглощательной способности твердого тела; в других областях, особенно в инфракрасной части спектра, она должна быть по возможности малой.

Используемые еще с глубокой древности пламена относятся к типичному «*светящемуся газовому пламени*»: твердые тела (лучина, факел) или жидкости, впитываемые фитилем, превращаются в газообразные углеводороды под действием высокой

температуры, развивающейся при реакции в пламени. Эти углеводороды сгорают неполностью. Образуется *твердый*, очень мелкодисперсный углерод, называемый сажой, или копотью (см. рис. 391). Частицы такого твердого, раскаленного до высокой температуры углерода и служат излучателями.

Лишь в начале XIX века стали разделять место получения газа и место его потребления. Газ стали централизованно добывать из твердого или жидкого горючего и доставлять потребителям по трубопроводам. Девяностые годы прошлого века ознаменованы дальнейшим успехом на пути, предложенном Прометеем: частички углерода, дающие слишком «черное» излучение даже в инфракрасной области, были заменены селективно излучающим «калийным колпачком»; последний раскалялся несветящимся бунзеновским пламенем и испускал преимущественно видимое излучение.

Калильный колпачок состоит из твердого раствора чрезвычайно селективно поглощающей окиси церия (около 1%) в очень тонком и поэтому малопоглощающем слое окиси тория. На рис. 395 нанесена зависимость приведенной плотности излучения $\partial S^*/\partial \lambda$ от длины волны для технического ауэровского колпачка ($T \approx 1800^\circ \text{K}$). Там же изображена (пунктиром) кривая зависимости $\partial S^*/\partial \lambda$ от длины волны для черного тела при той же температуре. В голубой области спектра обе кривые совпадают; здесь поглощательная способность A ауэровского колпачка почти равна единице, и он излучает почти столь же сильно, как и черное тело. В области между 1 и 7 мк поглощательная способность A у колпачка мала, и поэтому на эту инфракрасную, бесполезную для освещения область спектра приходится лишь небольшая доля плотности излучения. При $\lambda > 9$ мк плотность излучения снова становится приблизительно такой же, как и у черного тела.

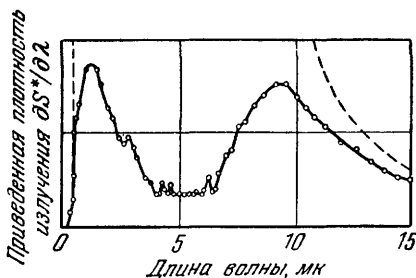


Рис. 395. Приведенная плотность излучения.

Сплошная кривая — для ауэровского колпачка, пунктирная — для черного тела той же температуры.

При накаливании твердых тел с помощью теплового действия электрического тока в настоящее время используют проволоки из *металлов* с высокой температурой плавления. В инфракрасной области металлы имеют большую отражательную способность R (см. рис. 286) и, следовательно, малую поглощательную способность $A = 1 - R$. Поэтому тепловое излучение металлов сравнительно выгодно для получения коротких волн. Желательно было бы иметь температуры порядка 6000°K (рис. 396). Однако даже вольфрам с его температурой плавления $T_s = 3700^\circ \text{K}$ выносит длительное нагревание лишь до темпера-

туры около 2700°K вследствие потерь на испарение. Это — нормальная рабочая температура газонаполненных вольфрамовых ламп накаливания с двойной спиралью (рис. 397). Нити накала дают в видимой области спектра примерно черное излучение. Срок их жизни превышает 1000 час. В вольфрамовых лампах специального назначения (например, в лампах для монохроматоров, см. рис. 309) температуру спирали повышают до 3400°K . Это, однако, сокращает срок жизни лампы до 1—2 час. В лампах обоих описанных типов с испарением вольфрама приходится бороться, создавая в лампе атмосферу из нейтральных газов (Ar, Kr).

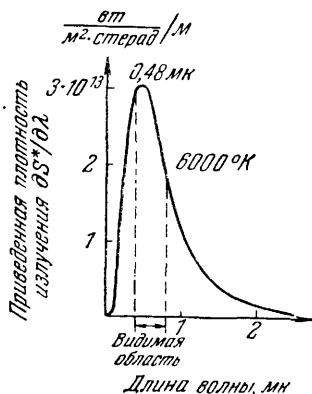


Рис. 396. Спектральное распределение приведенной плотности излучения черного тела при 6000°K , т. е. при температуре поверхности Солнца.

возбуждением, в этих люминесцентных лампах возникает много невидимого для глаза ультрафиолетового излучения, которое используется для возбуждения видимой люминесценции на стенках лампы. У «белых» люминесцентных ламп световой выход ($40\text{--}60\text{ лм/Вт}$) в два-три раза больше, чем у газонаполненных вольфрамовых ламп накаливания.

§ 223. Оптический метод измерения температуры. Черная и цветовая температуры. Черное излучение и его законы находят важное применение при измерении высоких температур, начиная приблизительно с 600°C . Выше 2600°C температуру вообще измеряют только оптическим способом¹⁾. Примеры были уже приведены в § 220.

Обычный метод заключается в том, что в одной и той же узкой части спектра сравнивают плотность излучения S_{λ}^* тела с неизвестной температурой с плотностью излучения черного тела с известной температурой T . Проще всего пользоваться для сравнения нулевым методом. Для этого варьируют температуру черного тела и делают плотность его излучения *равной*

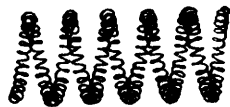


Рис. 397. Двойная спираль.

¹⁾ Газовые термометры с иридиевыми рабочими сосудами пригодны до 2000°C . Термоэлементы из вольфрама и вольфрам-молибденового сплава выдерживают температуры до 2600°C .

плотности излучения тела неизвестной температуры. Тогда *истинную* температуру черного тела определяют как «черную» температуру интересующего нас тела. Таким образом, черная температура тела T_s имеет следующий смысл: в определенной части спектра, *которую нужно всякий раз указывать*, плотность излучения данного тела имеет ту же величину, что и плотность излучения черного тела при истинной температуре T_s . Истинная температура тела всегда выше его черной температуры. В самом деле, поскольку поглощательная способность этого тела $A_\lambda < 1$, оно не могло бы давать такую же плотность излучения S_λ^* , как черное тело, у которого $A_\lambda = 1$.

На основе описанного выше метода построен *оптический пирометр*. Главная его часть состоит из вольфрамовой лампы накаливания с управляемым режимом, снабженной измерителем тока и красным светофильтром.

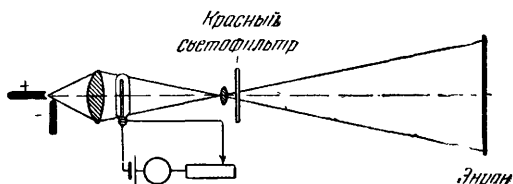


Рис. 398. К оптическому методу измерения температуры с помощью пирометра.

В этом демонстрационном опыте плотность излучения (яркость) конденсора дуговой лампы сравнивается с яркостью вольфрамовой лампы накаливания. При надлежащем подборе силы тока нить лампы накаливания становится невидимой.

Перед изображением излучающей поверхности помещают накаленную током проволочку и варьируют плотность ее излучения. Если плотности излучения проволочки и поверхности совпадают, то проволочка становится невидимой (демонстрационный опыт, рис. 398). Этот прибор градуируют относительно поверхности черного тела и отмечают *истинные* температуры черного тела на шкале гальванометра.

Т а б л и ц а 12

*Оптические измерения температур вольфрама *)*

Истинная температура	1000	1500	2000	3000° К
Черная температура T_s , измеренная по плотности излучения S_λ^* в области $\lambda = 665$ мкм	964	1420	1857	2673° К
Цветовая температура	1006	1517	2033	3094° К

*) Отношение истинной температуры к черной не постоянно, ибо поглощательная способность металла меняется с температурой.

Различия между «черной» и «истинной» температурами часто оказываются довольно значительными, даже у веществ с мало селективной поглощательной способностью, например у вольфрама, столь важного для техники (табл. 12).

По этой причине, кроме черной температуры, ввели еще одну, а именно *цветовую температуру*. Для ее определения пользуются *неразложненным* видимым излучением, т. е. обо-

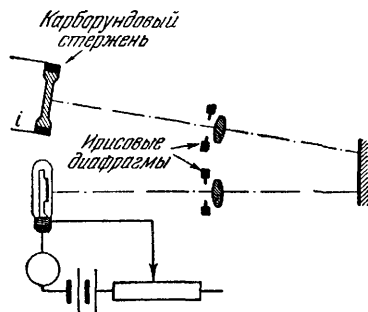


Рис. 399. Демонстрационный опыт по измерению цветовой температуры.

Телом, температуру которого требуется определить, служит нагреваемый электрическим током карборундовый стержень. «Излучателем сравнения» должно было бы быть, в сущности, черное тело. Однако для этого опыта можно с успехом ограничиться вольфрамовой ленточной лампой с регулируемой силой тока. Для надежного сравнения цветов требуются более или менее одинаковые облученности экрана, что достигается соответствующими установками ирисовых диафрагм.

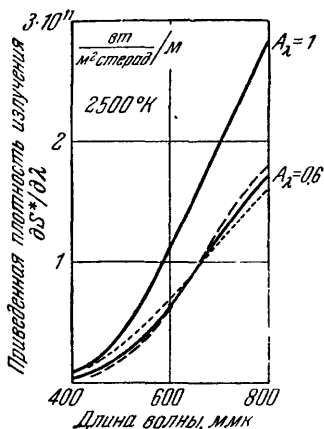


Рис. 400. К измерению цветовой температуры.

Приведенные данные соответствуют направлению, перпендикулярному поверхности излучателя.

дятся без красного светофильтра, и сравнивают не *плотности* излучения обоих тел, а их *цвет* (красный, красно-желтый и т. д.). Здесь, как и в случае, описанном выше, наиболее прост нулевой метод, т. е. установка на *равенство двух цветов*. Схема демонстрационного опыта показана на рис. 399. *Истинную* температуру черного тела, наблюдаемую при равенстве цветов, определяют как *цветовую* температуру сравниваемого с ним тела. Цветовая температура, в общем, гораздо меньше отличается от истинной температуры, чем черная. Это видно из той же табл. 12.

Обоснование. На рис. 400 нанесены для видимой области спектра две сплошные кривые, изображающие зависимости $dS^*/d\lambda$ от длины волны; обе они относятся к какой-нибудь одной, произвольно выбранной температуре. Для каждой поглощательная способность во всем видимом спектре считается постоянной. Для верхней принято $A_\lambda=1$, т. е. она соответствует чер-

ному телу. Для нижней принято $A_\lambda = 0,6$, т. е. ординаты обеих кривых отличаются друг от друга только постоянным множителем 0,6 (тела с поглощательной способностью $A_\lambda < 1$, независимой от λ , нередко называют «серыми»).

Отношение

$$\frac{\text{Плотность излучения в области волн около } \lambda_1}{\text{Плотность излучения в области волн около } \lambda_2} = F$$

однозначно зависит от выбранной температуры [см. (300)]. Это отношение F определяет для нашего зрительного ощущения цвет излучающего тела. Значит, несмотря на различную плотность излучения, цвет черного и нечерного тела одинаков и, наоборот, одинаковые цвета означают строго одинаковые истинные температуры.

Однако в общем случае условие $A_\lambda = \text{const}$ для нечерного тела не выполняется. Ход нижней кривой становится таким, как, например, у кривых, изображенных штриховым или точечным пунктиром (см. рис. 400). Тогда равенство цветов означает лишь приблизительное равенство температур. Цветовая температура для кривой, показанной штриховым, больше, а для кривой, показанной точечным пунктиром, меньше, чем истинная. Впрочем, эти отклонения значительны только у тел с очень селективным поглощением.

Голубому небу соответствует цветовая температура примерно в $12\,000^\circ\text{K}$, а в апреле и мае она достигает даже $27\,000^\circ\text{K}$. Это значит, что в видимой области спектра распределение плотности излучения по длинам волн для рассеянного света неба то же, что и для горячих неподвижных звезд (например, Сириус — $11\,200^\circ\text{K}$, β Кентавра — $21\,000^\circ\text{K}$).

ГЛАВА XVII

ДУАЛИЗМ ВОЛНА — КОРПУСКУЛА

§ 224. **Обзор.** В эпоху возникновения оптики как науки представления о свете носили корпускулярный характер. Свет сравнивали с крошечными, очень быстро летящими снарядами. «Оптика» Ньютона (1704 г.) целиком основана на этой картине. Прямолинейное распространение света и его рассеяние получаются из нее непосредственно, преломление и поляризация (открытая только в 1808 г.) — с естественными дополнительными допущениями (притяжение частиц света веществом и их вращение вокруг свободной оси). Лишь дифракционные и интерференционные явления выдвинули на передний план волновые представления (около 1800 г.). С помощью поперечных волн можно исчерпывающе описать прямолинейное распространение света, его поляризацию, дифракцию и интерференцию. При этом не требуется вводить никаких допущений о природе волн. Достаточно измерять мощность излучения по его тепловому действию и принимать амплитуду волн пропорциональной корню квадратному из этой мощности.

Взаимодействия между светом и веществом, т. е. явления рассеяния, преломления, дисперсии и поглощения, охватываются общим формализмом вынужденных колебаний и испускания сдвинутых по фазе вторичных волн. При этом световые волны трактуются как короткие электрические волны. Тогда оказывается возможным свести целый ряд оптических констант к электрическим, прежде всего к отношению e/m — отношению заряда электрона к его массе, а также к числу электронов в единице объема N_v .

Впрочем, применимость этой «классической» трактовки оптических вопросов имеет предел. Она отказывается служить, когда речь идет о количественных зависимостях, относящихся к излучению атомов и молекул и к их тепловому и электрическому возбуждению. Она отказывается также служить при истолковании всех процессов, сопровождающих поглощение света; сюда относятся фотоэффект, флуоресценция, фосфоресценция и фотохимические явления. Во всех этих явлениях и процессах

мы встречаемся с *квантовым* расчленением энергии, в котором основную роль играет элементарный квант действия — открытая Планком универсальная постоянная h . При помощи величины h можно систематизировать огромный фактический материал; достаточно вспомнить хотя бы о сведении частоты Ридберга к e/m и h или о законах теплового излучения.

§ 225. Локализация энергии излучения. Фотон. К расчленению энергии на кванты следует добавить второй, очень существенный факт: световая энергия при поглощении локализуется в ограниченной области.

Это лучше всего показать с помощью больших квантов рентгеновского света. Приведем здесь два примера.

Фотоэффект, вызванный рентгеновским светом (см. рис. 312), наблюдают в камере Вильсона (удобнее всего камера непрерывного действия, рис. 401). На расстоянии 1 м рентгеновская трубка создает облученность порядка 10^{-2} вт/м². Сечение молекулы по порядку величины составляет 10^{-19} м²; значит, за 1 сек молекула

могла бы «перехватить» самое большее 10^{-21} вт/сек = $6 \cdot 10^{-3}$ эв. Тем не менее, сразу после включения рентгеновской трубки в камере Вильсона обнаруживаются электроны с энергией от 10^4 до 10^5 эв в зависимости от напряжения на трубке. При *равномерном* распределении энергии одна молекула смогла бы накопить такую энергию лишь за недели или месяцы! Значит, неверна основная предпосылка этого приближенного расчета: равномерное распределение излучения во все стороны имеет место лишь для *среднего во времени* значения переноса энергии, но не для отдельных элементарных процессов. После поглощения отдельный квант энергии оказывается сосредоточенным в узкой области пространства. Квант энергии уже на пути от излучателя к приемнику должен быть сосредоточен в малом пространстве, как в летящем снаряде или частичке («корпускуле») — это будет простейшим представлением о кванте энергии.

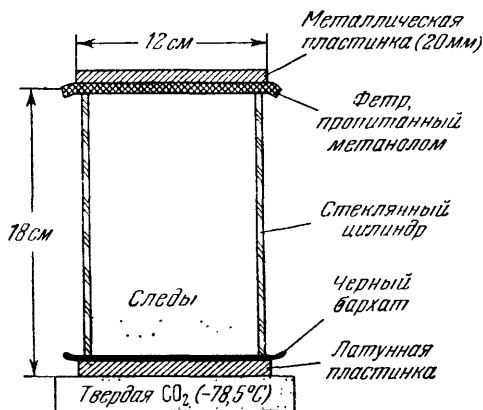


Рис. 401. Камера Вильсона непрерывного действия.

Следы электронов возникают в слое, в котором пар пересыщен.

Еще более важен, но, к сожалению, непригоден для демонстрации опыт, изображенный на рис. 402. Боте (1926 г.) заставлял падать рентгеновский свет слабой интенсивности на маленький кусок железной или медной фольги, возбуждая в ней в качестве флуоресценции спектральные линии серии *K*. С обеих сторон фольги находилось по острейшему счетчику. Газ, наполняющий счетчик (аргон), поглощал большую часть излучения рентгеновской флуоресценции, что приводило к вырыванию электронов в результате фотоэффекта. Возникающие при этом сигналы обоих счетчиков оказались несовпадающими по времени.

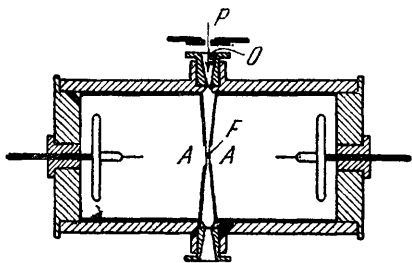


Рис. 402. К испусканию рентгеновской флуоресценции.

Вторичным излучателем служит маленький кусочек металлической фольги толщиной приблизительно $1/2$ мк. Фольга находится между двумя острейшими счетчиками; окошки *A* двух острейших счетчиков; окошки закрыты слоем алюминия толщиной в 3 мк. «Остриями» служат два маленьких шаровых электрода; позади каждого из них находится большой металлический диск. *P* — первичный рентгеновский свет; *O* — окошко из целлулоида толщиной 0.1 мм; давление газа до 7 атм.

Под впечатлением этого и других подобных опытов снова вернулись после 120-летнего перерыва к корпускулярному представлению о свете; *наряду* с представлением о волнах приходится говорить о корпускулах света, или фотонах.

§ 226. Локализация импульса излучения. Явление Комптона. Фотон обладает не только локализуемым квантом энергии $W = h\nu$, но и локализуемым импульсом

$$\mathfrak{G} = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}. \quad (305)$$

Этот импульс можно измерить опять-таки в опытах с рентгеновским фотоэффектом, а именно в одном из вариантов последнего, открытом Комптоном.

В обычном фотоэффекте электрон воспринимает весь квант энергии $h\nu$ поглощенного света, а в явлении Комптона — лишь *часть* его; остаток снова излучается в виде рассеянного света с увеличенной длиной волны. Приращение длины волны $\Delta\lambda$ зависит лишь от угла ϑ между направлением рассеяния и направ-

лением первичного луча; оно не зависит ни от типа рассеивающих атомов, ни от длины волны λ . Для $\theta = 90^\circ$ опыт всегда дает

$$\Delta\lambda = 2,4 \cdot 10^{-12} \text{ м} = 0,024 \text{ \AA}.$$

Таким образом, относительное изменение длины волны значительно лишь в области очень коротких длин волн, т. е. в области жестких рентгеновских лучей с длинами волн, меньшими $0,2 \text{ \AA}$, и значениями $h\nu$, большими $60\,000 \text{ эв}$. В этих условиях качественное наблюдение явления Комптона не составляет труда (рис. 403). Количественные измерения довольно трудоемки. Сила излучения рассеянного света мала, и поэтому для получения снимков требуются очень длительные экспозиции. Электроны, высвобождающиеся в явлении Комптона и кратко называемые «электронами отдачи», лучше всего исследовать в камере Вильсона. Они играют важную роль в процессе ионизации газов жесткими рентгеновскими лучами.

Из явления Комптона однозначно следует, что локализованный фотон обладает импульсом $\mathcal{G} = h/\lambda$. Подобно тому, как это делалось при рассмотрении соударений в «Механике» (§ 40),

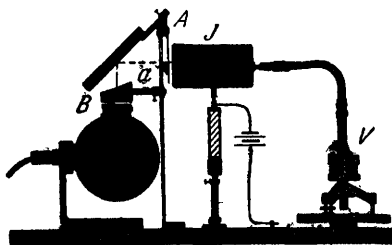


Рис. 403. Демонстрация явления Комптона.

Напряжение на рентгеновской трубке $6 \cdot 10^4 \text{ в}$. Рассеивающим вторичным излучателем служит алюминиевая пластинка толщиной в 1 см . Изменение длины волны при рассеянии обнаруживается по поглощению. Для этой цели поглощающая медная пластинка толщиной $0,7 \text{ мм}$ помещается поочередно то в положение А, то в положение В (между рентгеновской трубкой и трубчатой диафрагмой), и с помощью ионизационной камеры измеряется сила излучения рассеянного света. Если бы рассеяние происходило без изменения длины волны, то в обоих положениях должна была бы получиться одинаковая сила излучения. В действительности же в положении А получают лишь половину величины, соответствующей положению В. Следовательно, для рассеянного света средний коэффициент поглощения больше, чем для первичного. Это значит, что вследствие рассеяния средняя длина волны увеличилась.

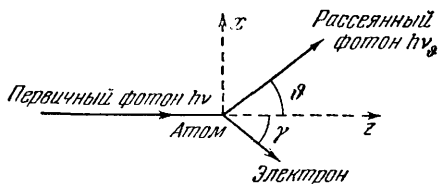


Рис. 404. К объяснению явления Комптона.

применим законы сохранения импульса и энергии к явлению соударения фотона с электроном, слабо связанным с атомом.

Тогда, руководствуясь рис. 404, мы получим следующие соотношения:

	До удара	После удара	
	падающий фотон	выброшенный электрон	рассеянный фотон
Энергия	$h\nu =$	$\frac{1}{2} m u^2 +$	$h\nu_{\theta}$ (306)
Импульс в направлении z	$h\nu/c =$	$mu \cos \gamma + \frac{h\nu_{\theta}}{c} \cos \theta$	(307)
Импульс в направлении x	$0 =$	$-mu \sin \gamma + \frac{h\nu_{\theta}}{c} \sin \theta$	(308)

Сперва из уравнений (307) и (308) исключают γ , а потом при помощи уравнения (306) исключают u . При этом пренебрегают разностью $v - v_{\theta}$, малой сравнительно с v , и получают

$$v_{\theta} = v \left[1 - \frac{h\nu}{mc^2} (1 - \cos \theta) \right]. \quad (309)$$

Наконец, подставляют $\Delta\lambda = \lambda_{\theta} - \lambda \approx c \frac{v - v_{\theta}}{v^2}$ и пренебрегают различием между массой электрона m и его массой покоя m_0 . Тогда

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos \theta), \quad (310)$$

а для частного случая $\theta = 90^\circ$

$$\Delta\lambda_{90^\circ} = \frac{h}{m_0 c} = \frac{6,62 \cdot 10^{-34}}{9,1 \cdot 10^{-31} \cdot 3 \cdot 10^8} \text{ м} = 2,4 \cdot 10^{-12} \text{ м} = 0,024 \text{ \AA}, \quad (310a)$$

что находится в наилучшем согласии с измеренной выше величиной. Уравнение (310) строго справедливо, несмотря на то, что при его выводе мы дважды пренебрегали малыми величинами. «Комптоновская длина волны» $\lambda_c = h/m_0 c$ — это длина волны фотона, масса которого равна массе покоя электрона m_0 .

Явлением Комптона пользуются для определения энергии γ -лучей со значениями $h\nu$ порядка $10^6 - 10^7$ эв. Для еще более высоких значений $h\nu$ пользуются превращением γ -фотона в пару, состоящую из отрицательного и положительного электронов (ср. «Электричество», § 198).

§ 226а. Распределение рентгеновского тормозного излучения по направлениям. Такое распределение схематически показано на рис. 341. Качественное объяснение легко вытекает из фотонных представлений. Для наблюдателя, движущегося вме-

сте с электроном, распределение получается симметричным, таким же, как дипольное излучение на рис. 268. Сила излучения J_{θ} выражается отношением $nh\nu/t\Delta\phi$, где n — число фотонов, $h\nu$ — их энергия, t — время, а $\Delta\phi$ — телесный угол. Для *покоящегося* наблюдателя скорость полета u векторно складывается со скоростью фотона c . Поэтому вперед летит больше фотонов, чем назад.

При количественном расчете следует принять во внимание, что величины телесных углов в различных направлениях зависят от положения точки, из которой ведется наблюдение.

§ 227. Импульс фотона и явление Доплера. Представление о свете как о носителе импульса (количества движения) вначале кажется учащемуся диковинным. Поэтому здесь и в следующем параграфе мы покажем справедливость этого представления. Два примера, которые мы приведем, можно рассматривать также в рамках классических представлений.

При движении источника волн со скоростью $\pm u$ частота излучения для покоящегося наблюдателя равна уже не ν , а

$$\nu' = \nu \left(1 \pm \frac{u}{c} \right). \tag{74}$$

Здесь верхний знак соответствует уменьшающемуся расстоянию.

Это соотношение, выражающее явление Доплера, уже было выведено в механике для звуковых волн, а в § 82 мы распространили его на случай света.

В рамках фотонных представлений явление Доплера связывается с отдачей, испытываемой источником фотонов.

Пусть лампа на рис. 405 вверху движется влево со скоростью u . Внизу лампа испустила вправо один фотон.

Вследствие отдачи ее скорость увеличилась на du . Величина du определяется из закона сохранения импульсов («Механика», § 38), согласно которому

$$Mu = M(u + du) - \frac{h\nu}{c} \tag{311}$$

или

$$du = \frac{h\nu}{Mc}. \tag{312}$$

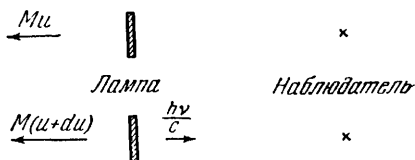


Рис. 405. К выводу формулы Доплера.

Это приращение скорости увеличивает вместе с тем и кинетическую энергию лампы на величину

$$dW = \frac{1}{2} M \left(u + \frac{hv}{Mc} \right)^2 - \frac{1}{2} Mu^2 = hv \frac{u}{c} + \frac{1}{2M} \left(\frac{hv}{c} \right)^2,$$

или, если масса M велика,

$$dW = hv \frac{u}{c}. \quad (313)$$

Это приращение энергии должно быть почерпнуто из того же источника, что и энергия фотона. Последняя берется из внутримолекулярного перехода электрона. Поэтому в случае движущегося источника света в распоряжении фотона имеется лишь такой квант энергии, который на dW меньше, чем в случае покоящегося источника света; следовательно,

$$hv' = hv - hv \frac{u}{c}, \quad (314)$$

или

$$v' = v \left(1 - \frac{u}{c} \right). \quad (74)$$

Это и есть искомое уравнение явления Доплера. При его выводе мы считали, что источник света *удаляется* от наблюдателя. При движении в обратном направлении, т. е. в случае приближения источника, получается знак плюс.

§ 228. Давление света. Давление света возникает при его поглощении и отражении. То, что давление света существует, утверждал еще Иоганн Кеплер. Кеплер считал, что хвосты комет состоят из маленьких частиц, отклоняемых солнечным светом назад. Давление света сыграло впоследствии большую роль при разработке теории теплового излучения; существование светового давления можно строго вывести из волновой теории, однако корпускулярное объяснение значительно проще.

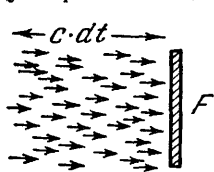


Рис. 406. К выводу формулы для давления света.

На рис. 406 параллельный пучок света падает перпендикулярно на стенку с площадью F . Пусть в единице объема пучка содержится N_v фотонов. За время dt в стенку F ударится $N_v F c dt$ фотонов. Пусть удар будет *неупругим*, т. е. излучение поглощается полностью. Тогда фотоны сообщат стенке все свое количество движения $N_v F c dt \frac{hv}{c}$ и породят тем самым импульс силы

$$\mathfrak{R} dt = N_v F c dt \frac{hv}{c}. \quad (315)$$

Произведение $N_b c h\nu$ равно мощности излучения, приходящейся на единицу поверхности, т. е. *облученности* b , измеренной в вт/м^2 . Таким образом, при нормальном падении света на *поглощающую* поверхность получаем

$$\text{Давление света } p_A = \frac{\mathfrak{R}}{F} = \frac{\text{Облученность } b}{\text{Скорость света } c}. \quad (316)$$

В случае *упругого* удара фотонов, т. е. при полном отражении, каждый фотон отскакивает от стенки в обратном направлении с той же скоростью. Поэтому сообщаемый импульс вдвое больше, чем при неупругом ударе («Механика», § 40). Следовательно, при нормальном падении света на *отражающую* поверхность получаем

$$\text{Давление света } p_R = 2 \cdot \frac{\text{Облученность } b}{\text{Скорость света } c}. \quad (317)$$

Как мы видим, скорость света c стоит в знаменателе; поэтому при той же облученности давление света, грубо говоря, в 10^6 раз меньше давления звуковых волн (см. «Механика», § 122). Приведем числовой пример. Солнечный свет улавливается на поверхности Земли зеркалом, поставленным перпендикулярно к лучам. Облученность зеркала $b = 1,4 \cdot 10^3 \text{ вт/м}^2$ (§ 37), а световое давление

$$p_R = \frac{2 \cdot 1,4 \cdot 10^3 \text{ вт/м}^2}{3 \cdot 10^8 \text{ м/сек}}.$$

Столь малое давление пока еще не удается продемонстрировать перед аудиторией. Тем не менее, его много раз безуспешно измеряли на опыте и установили, что оно удовлетворяет уравнению (317).

На поверхности Солнца облученность b имеет ту же величину, что и определенная в § 38 излучательная способность Солнца πS^* , т. е. $b = 6 \cdot 10^7 \text{ вт/м}^2$. Световое давление там равно 40 Г/м^2 . Это давление того же порядка, что и давление, обусловленное тяготением. Поэтому давление света играет столь же важную роль в строении звезд и в распределении плотности внутри них, как и тяготение. Оно препятствует, например, существованию неподвижных звезд с массой, большей 10^{32} кг (масса Солнца = $1,9 \cdot 10^{30} \text{ кг}$, масса Земли — $5,7 \cdot 10^{24} \text{ кг}$).

Явление Доплера и давление света должны, как говорилось в начале § 227, заставить нас привыкнуть к понятию импульса излучения. Однако, в отличие от явления Комптона, в описанных выше явлениях не отражается одно важное обстоятельство, а именно локализуемость импульса.

§ 229. Поляризация света и момент количества движения фотона. Слюдяная пластинка «в четверть волны» превращает проходящий через нее пучок света с круговой поляризацией в пучок линейно поляризованного света (см. § 88). При этом

пластинка отбирает у светового пучка некоторый *момент количества движения* ¹⁾ (Пойнтинг, 1909 г.). Для того чтобы определить этот момент экспериментально, «пластинку в четверть волны» подвешивают в горизонтальном положении на нити так, чтобы она могла совершать колебания; нить проходит через центр тяжести пластинки (Бет, 1936 г.).

Согласно корпускулярным представлениям, отдельный фотон имеет момент количества движения $h/2\pi$ (см. ниже). Пучок света с правой *круговой* поляризацией содержит *только* такие фотоны, у которых вектор момента количества движения параллелен направлению распространения света; в пучке света с левой *круговой* поляризацией все векторы момента количества движения антипараллельны направлению распространения света.

В вакууме световые волны строго поперечны. Поэтому в вакууме векторы моментов количества движения фотонов не могут иметь составляющих, перпендикулярных к направлению распространения фотонов.

В пучке *линейно* поляризованного света число фотонов, у которых вектор момента количества движения параллелен направлению распространения света, равно числу фотонов, у которых он антипараллелен этому направлению. *Объяснение*. Согласно волновой картине любой пучок линейно поляризованного света можно представить как результат наложения двух пучков, поляризованных по правому и левому кругу соответственно (см. § 92). Пучки *эллиптически* поляризованного света представляют собой случай, промежуточный между круговой и линейной поляризацией: у фотонов в этих пучках *преобладает одна* из возможных ориентаций вектора момента количества движения. В волновой картине исходят из *линейно* поляризованного света, в корпускулярной — из света с *круговой* поляризацией.

Механическое измерение момента количества движения, который может сообщить телу свет с круговой поляризацией, дает лишь порядок величины этого момента для единичного фотона. Приведенное выше значение $h/2\pi$ получено иным пу-

¹⁾ Аналогичная картина имеет место для металлического диска, испытывающего вращающий момент (момент силы) во вращающемся магнитном поле или при постепенном торможении Земли в поле тяготения Луны, возникающем вследствие приливов. Во всех названных случаях есть нечто общее: тело вращается относительно носителя постоянного электрического, магнитного или гравитационного поля с круговой частотой ω . Если тело приобретает благодаря своему относительному вращению мощность \dot{W} (например, при приливах в виде теплоты трения), то оно испытывает вращающий момент

$$\mathfrak{M} = \frac{\dot{W}}{\omega}.$$

тем, а именно из важного спектроскопического *правила отбора*: В каждой схеме энергетических уровней (см., например, рис. 354) отдельные лесенки уровней обозначены буквами S , P , D и снабжены справа внизу числовым индексом. Это число и есть внутреннее квантовое число j оптического электрона. Оно выражает полный момент количества движения последнего, слагающийся из спинового и орбитального моментов, в виде величины, кратной элементарному моменту $h/2\pi$. Переходы оптического электрона между двумя уровнями, сопровождающиеся поглощением или излучением, изменяют квантовое число j , как правило, на единицу. Согласно закону сохранения момента количества движения, это связано с тем, что каждый поглощаемый или испускаемый квант света уносит или приносит момент количества движения, равный $h/2\pi$. Существуют исключения из этого правила: тогда перевешивают другие обстоятельства.

§ 230. Волны материи. Повторим вкратце: после открытия постоянной Планка h одних волновых представлений стало уже недостаточно для объяснения излучения света. Наряду с ними пришлось развить корпускулярные представления о фотонах. При этом для световой частицы, или фотона, были, в конце концов, установлены следующие характеристики:

$$\text{Энергия } W = hv. \quad (318)$$

$$\text{Импульс } \mathfrak{G} = hv/c. \quad (319)$$

$$\text{Частота } \nu = W/h. \quad (320)$$

$$\text{Длина волны } \lambda = h/\mathfrak{G}. \quad (321)$$

В вакууме последние две величины связывает между собой фазовая скорость $c = \nu\lambda = W/\mathfrak{G} = 3 \cdot 10^8$ м/сек. (322)

Аналогичным образом, но в противоположном направлении, развивалась интерпретация корпускулярных лучей (катодные лучи, атомные лучи и т. д.). Здесь оказалось, что одной корпускулярной картины уже недостаточно и наряду с ней необходимо развить волновые представления. При этом количественная сторона волновой картины определяется величиной постоянной Планка h . Развитие волновых представлений началось с двух исходных пунктов.

Согласно принципу относительности, частица с массой покоя m_0 обладает огромной энергией m_0c^2 . Исходя из этого, де-Бройль в своих работах (1926 г.) пришел к следующим соображениям: для частиц вещества имеют место определяющие уравнения

$$\text{Энергия } W = mc^2 = m_0c^2 + \frac{1}{2} m_0u^2. \quad (323)$$

$$\text{Импульс } \mathfrak{G} = mu. \quad (324)$$

По аналогии с фотоном, к этим уравнениям добавляются следующие:

$$\text{Частота } \nu = W/h. \quad (325)$$

$$\text{Длина волны } \lambda = h/\mathfrak{G}. \quad (326)$$

В вакууме их связывает

$$\text{фазовая скорость } v = \nu\lambda = W/\mathfrak{G} = c^2/u. \quad (327)$$

Уравнение (326) приписывает каждой частице вещества, пока чисто формально, длину волны λ . Ее величина падает с увеличением скорости частицы u . Приведем несколько примерных значений длин волн электронов (табл. 13).

Таблица 13

Энергия электронов, эв	10	10^2	10^3	10^4	10^5
Длина волны по де-Бройлю 10^{-10} м, или Å	3,9	1,2	0,39	0,12	0,037

Итак, длины этих волн по порядку величин такие же, как и в рентгеновской области. Значит, обнаружить их можно прежде всего по дифракции на *кристаллических решетках*. Надо лишь заменить пучок рентгеновского света пучком электронов.

В этом вопросе теория предшествовала эксперименту. Предварительные работы Дэвиссона и Джермера, начатые еще в 1921 г., привели к успешному результату в 1927, 1928 гг. Электронные лучи заставляли отражаться от хорошо обезгаженных кристаллов металла. В разнообразных условиях опыта они давали такие же «дифракционные спектры», как и рентгеновский свет соответствующих длин волн. При этом оказалось, что соотношение (326) подтверждается количественно.

Для получения дифракции электронов наиболее прост метод Дебая и Шеррера (см. рис. 192). Мелкий кристаллический порошок заменяют очень тонкой микрокристаллической пленкой, например из золота. Фотография таких электронных дифракционных колец показана на рис. 407, а. Дифракционные кольца хорошо видны на люминесцирующем экране, и их можно показать в демонстрационном опыте¹⁾.

О. Штерн и его сотрудники смогли позднее провести такие опыты с лучами атомов гелия. Эти лучи обладали лишь тепло-

¹⁾ Кажется поразительным, что дифракция электронов была открыта так поздно: в течение многих десятилетий тонкие металлические пленки простреливали электронными пучками, не обнаруживая дифракционных колец. Основная причина этого заключается в том, что экспериментаторы прежних лет не располагали достаточно стабильным высоким напряжением.

вой скоростью, соответствующей комнатной температуре. Отражались они от поверхности кристалла LiF. К сожалению, рассказ о деталях этих очень трудных опытов завел бы

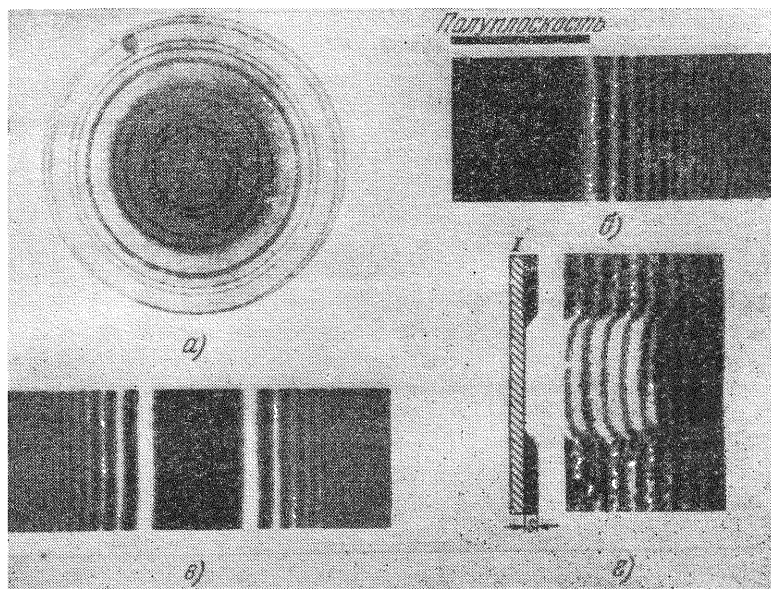


Рис. 407. Картины дифракции электронов и интерференционные микрофотографии.

a — дифракционные кольца, получающиеся при прохождении электронов через тонкую микрокристаллическую пленку серебра; энергия электронов $3,6 \cdot 10^4$ эв; длина волны, соответствующая таким электронам, $\lambda = 6,45 \cdot 10^{-12}$ м = $0,0645$ Å; *б* — дифракция электронов на полуплоскости. $\lambda = 6,6 \cdot 10^{-12}$ м = $0,066$ Å, что отвечает энергии электронов, $3,4 \cdot 10^4$ эв; фотографический позитив; увеличение в 32 раза; *в* — дифракция электронов на позолоченной проволоке толщиной в 2 мк; энергия электронов $19,4 \cdot 10^3$ эв; последующее оптическое увеличение в 7 раз; *г* — интерференционная микрофотография тонкой углеродной пленки, на часть которой нанесен испарением слой прозрачного для электронов алюминия.

нас слишком далеко. Измеренные длины волн находятся и здесь в полном согласии с уравнением де-Бройля (326).

К счастью, дифракцию корпускулярных лучей можно обнаружить и без помощи кристаллической решетки. Достаточно поместить на пути пучка электронов прямолинейный край металлической диафрагмы.

Тогда получается дифракционная картина, создаваемая полуплоскостью (рис. 407, б). Она полностью совпадает с картиной, полученной в видимом свете (см. рис. 158).

На рис. 407, в показана картина, возникающая при дифракции электронов на проволоке диаметром 2 мк. В результате дифракции получаются два расходящихся когерентных пучка, в которых сила излучения, разумеется, зависит от направления. На пути одного из них можно поместить тонкие слои и исследовать их с помощью электронов методом «интерференционной микроскопии». Для этого следует наложить пучки друг на друга, отклонив их надлежащим образом в электрическом поле, и использовать их вместе для того, чтобы отобразить слой электрической линзой. Пример получающейся картины приведен на рис. 407, г. Поучительно сравнить этот рисунок с рис. 134¹⁾.

Таким образом, независимо от всяких спекуляций выявляется твердо установленный факт: с помощью корпускулярных лучей как электронных или катодных, так и лучей нейтральных атомов можно получить *дифракционные явления*. Следовательно, движущейся материальной частице мы должны приписать *длину волны*, величина которой определяется импульсом частицы и постоянной Планка h (см. уравнение (326)).

§ 231. Фазовая скорость v волн материи и скорость перемещения частицы u . Согласно § 230, эти скорости связаны друг с другом соотношением

$$\boxed{c^2 = v \cdot u.} \quad (327)$$

Это уравнение приводит к важному следствию: скорость перемещения материальной частицы u всегда меньше скорости света c . Следовательно, *фазовая скорость волн материи всегда больше скорости света c , равной $3 \cdot 10^8$ м/сек.*

В оптике также встречаются фазовые скорости, превышающие c , а именно как явление, неразрывно связанное с *дисперсией* (см. § 128). При этом достаточно измерить только показатель преломления n , зная его, получить фазовую скорость *вычислением*. Наличие какой бы то ни было дисперсии делает непосредственное измерение фазовой скорости невозможным (см. конец § 79).

В вакууме свет не испытывает дисперсии, и поэтому, по крайней мере в этом случае, возможно прямое измерение фазовой скорости c . Во всех прочих случаях измеряется лишь групповая скорость света. В отличие от световых волн, волны материи испытывают дисперсию *даже в вакууме*. Поэтому *фазовую скорость* волн материи v нельзя измерить даже в вакууме; она во всех случаях является величиной, получаемой лишь в результате *вычисления*.

¹⁾ На рис. 134 необходимый для создания интерференции второй пучок света получается отражением от вспомогательной пластинки II.

Напротив, групповую скорость волн материи можно получить непосредственно. Это делается следующим образом: уравнение, определяющее групповую скорость, имеет вид

$$v^* = v - \lambda \frac{dv}{d\lambda}. \quad (65)$$

Полная энергия частицы, обладающей массой покоя m_0 и движущейся со скоростью u , равна

$$W = m_0 c^2 + \frac{1}{2} m_0 u^2 + W_{\text{пот}}. \quad (328)$$

Этой энергии отвечает частота $\nu = W/h$ (см. (325)) и фазовая скорость $v = \nu\lambda$ (см. (327)). С помощью уравнений (326) и (324) получаем для фазовой скорости

$$v = \frac{m_0 c^2 \lambda}{h} + \frac{h}{2m_0 \lambda} + \frac{W_{\text{пот}} \lambda}{h}, \quad (329)$$

а для дисперсии

$$\frac{dv}{d\lambda} = \frac{m_0 c^2}{h} - \frac{h}{2m_0 \lambda^2} + \frac{W_{\text{пот}}}{h}. \quad (330)$$

Подстановка (330) и (329) в (65) дает для групповой скорости величину

$$\boxed{v^* = \frac{h}{m_0 \lambda} = u.} \quad (331)$$

Таким образом, скорость перемещения *частицы* u совпадает с *групповой* скоростью v^* , соответствующей этой частице *волны* материи.

С помощью волн можно переносить энергию от одного тела к другому и измерять ее лишь в том случае, когда волны не монохроматичны. Волны должны иметь начало и конец, их частоты должны лежать в интервале от ν до $\nu + \Delta\nu$. Измеримый перенос энергии возможен лишь с помощью групп волн. Последние распространяются, коль скоро имеется дисперсия, лишь с групповой скоростью. Предельный случай группы волн, практически лишенной периодичности, являет собой белый свет (см. рис. 139). В этом случае невозможно более говорить о частоте.

§ 232. Волномеханическая статистика. *Открытие дифракционных явлений* имело для учения об электронных и атомных лучах такое же большое значение, какое оно в свое время имело для учения о свете. Это открытие властно потребовало создания *волновой картины*, однако пример оптики уже

кое-чему научил. Избегав альтернативы «корпускулы или волны», решились на дуализм «корпускулы и волны».

Внутреннее сродство всех процессов излучения требует также и формально единой трактовки. В этой трактовке основную роль играет понятие «волны». Оно стало для нас привычным и наглядным благодаря множеству разнообразных явлений повседневной жизни (волны на шнуре, водяные волны и т. д.), а также благодаря изучению акустики. В волнах мы всегда наблюдаем меняющуюся в пространстве и времени упорядоченность и распределенность бесчисленного множества индивидов. Мы ничего не знаем о положении, скорости и т. д. отдельных частиц. Вспомним, например, о столь наглядных поверхностных волнах воды и, вместе с тем, о молекулярном строении этой поверхности (см. § 125).

Перенос представления о волнах на пустоту является уже далеко идущей абстракцией. Рассмотрим, для примера, стоячие электрические волны между двумя параллельными проводниками, помещенными в атмосферу инертного газа неона («Электричество», рис. 301). Неон светится, и яркость его свечения периодически распределена в пространстве в виде стоячей волны. Это распределение опять-таки касается громадного множества отдельных индивидов, но мы ничего не можем сказать о положении и движении отдельных светящихся атомов. Теперь откачаем газ, и тогда все видимые следы волнообразного распределения исчезнут. Тем не менее, мы утверждаем, что и в вакууме существуют стоячие электрические волны. Утверждая это, мы хотим выразить лишь следующий экспериментальный факт: в любой момент мы можем снова впустить газ или волокнистую пыль между проводниками или направить параллельно проводникам пучок катодных лучей, и во всех случаях бесчисленные отдельные частицы своим распределением снова воспроизведут картину стоячей волны.

Эти и подобные им соображения нужно теперь расширить и перенести на представление о волнах света и волнах материи. Мы наблюдаем всегда только характерное *распределение* бесчисленных индивидов, описываемое при помощи волн, например *дифракционные картины*. Волны сами по себе являются только абстракцией.

Количественная формулировка этих соображений приводит к волномеханической статистике. Наблюдаемые распределения, усредненные по очень многим индивидам, вычисляются из сформулированного Шредингером *дифференциального уравнения*, характерного для волн. В это уравнение входит постоянная Планка. От каких-либо высказываний о «судьбе» (пути, скорости и пр.) отдельных индивидов (фотонов, электронов и т. д.)

сознательно отказываются. Эти индивиды все равно ведь не различимы. Уже наименьшее известное нам «распознаваемое событие», присоединенный электрон, радикально изменяет состояние индивида — из атома получается ион с совсем новыми свойствами и т. д.

К этой невозможности отождествления индивида прибавляется еще одна невозможность. На рис. 408 частица движется вверх в направлении y . С помощью наблюдений и измерений можно определить ее местоположение при пересечении ею оси x

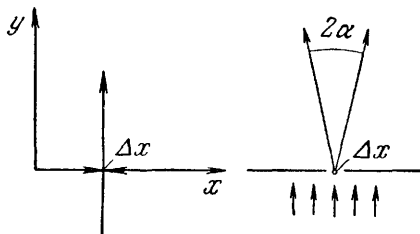


Рис. 408. К выводу уравнения (332).

в пределах Δx , ее импульс — в пределах $\Delta \mathcal{G}$, ее энергию — в пределах ΔW и соответствующий всему этому момент времени — в пределах Δt . Величины этих пределов зависят от аппаратурных неточностей и личных погрешностей наблюдателя и определяются общим несовершенством метода наблюдения.

Произведения $\Delta x \cdot \Delta \mathcal{G}$ и $\Delta W \cdot \Delta t$ суть «действия». Последние никогда не могут стать меньше элементарного кванта действия $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ вт·сек². Величина h столь же неделима, как и элементарный заряд e . Поэтому для действия справедливо условие

$$\Delta x \cdot \Delta \mathcal{G} = \Delta W \cdot \Delta t \geq h. \quad (332)$$

В макрофизике это условие всегда выполняется. В микрофизике, однако, знак равенства в соотношении (332) накладывает фундаментальное ограничение на величины Δx и $\Delta \mathcal{G}$, равно как и на величины ΔW и Δt , которые могут быть определены для *одной и той же* частицы. Например, чем точнее определяется местоположение частицы x , тем менее точным оказывается измерение импульса и наоборот. Уравнение (332) называется *соотношением неопределенностей* Гейзенберга. Оно теснейшим образом связано с тем, что движение частиц можно представить в виде волн. Приведем два примера.

1. Щель шириной Δx определяет положение летящих частиц (атомов, электронов или фотонов) в пределах Δx (см. рис. 408, справа). После прохождения через щель пучок частиц расходится. Вследствие дифракции волн

материи пучок заполняет угол 2α . Последний определяется из уравнений (21) (см. § 13) и (326) (см. § 230), и мы можем написать

$$\sin \alpha = \frac{\lambda}{\Delta x} = \frac{h}{\mathcal{G} \Delta x}, \quad (333)$$

т. е. частицы приобретают в направлении, перпендикулярном к направлению своего движения y , дополнительный импульс $\Delta \mathcal{G}$, равный

$$\Delta \mathcal{G} = \mathcal{G} \operatorname{tg} \alpha \approx \mathcal{G} \sin \alpha. \quad (334)$$

Одновременное выполнение обоих этих уравнений дает

$$\frac{\Delta \mathcal{G}}{\mathcal{G}} = \frac{h}{\mathcal{G} \Delta x} \quad \text{или} \quad \Delta \mathcal{G} \Delta x = h.$$

2. Чем точнее определено местоположение группы волн, тем неопределеннее ее длина волны λ и ее частота $\nu \sim 1/\lambda$.

Подведем итог: во-первых, в микрофизике нельзя проводить индивидуального различия между отдельными частицами, во-вторых, из двух существенных характеристик, определяющих данную частицу, лишь какую-либо *одну* можно установить с точностью, лежащей в пределах узкого интервала неопределенности Δ . Вследствие этих ограничений мы по самому существу дела должны довольствоваться *статистикой*. Наши высказывания должны касаться только величин, усредненных по пространству и времени. Математический формализм, описывающий распространение волн, есть орудие статистики. Квадрат амплитуды волны дает сопоставимое с опытом *статистическое распределение* атомных индивидов. Это равным образом относится к световым волнам и к волнам материи. По этой причине мы с самого начала избегали в этой книге ненужных высказываний об амплитуде световых волн и в заключение свели положение о тождественности световой и электрической волн к его истинному содержанию.

Более глубокий разбор волномеханической статистики выходит за рамки этой книги. Дуализм волна — частица многими воспринимается как нечто противоречивое, что, однако, несправедливо. Этот дуализм означает лишь, что адекватный способ описания определяется выбранным методом наблюдения. Вопрос о том, что же *«существует»* на самом деле, волна или корпускула, в глазах физика лишен содержания; это пустой вопрос. Подобный вопрос относится к области других, более слохоохотливых наук.

§ 233. Электронный микроскоп. Дифракционные явления, получаемые с пучками электронов, нашли важное практическое применение, а именно привели к созданию электронного микроскопа. Из «Электричества» (§ 151) нам уже известна возможность создания магнитных и электрических «линз». Две или большее число таких линз могут вместе образовать микроскоп, со-

вершено так же, как и в оптике. Разрешающая сила микроскопа определяется только длиной волны используемого излучения и углом раскрытия пучка лучей, входящих в объектив. После ускорения электронов в поле напряжением в $5 \cdot 10^4$ в им следует приписать длину волны, равную всего лишь $5,5 \cdot 10^{-12}$ м. Она примерно в 10^5 раз короче средней длины волны видимого света. Микроскоп, работающий на таких электронах, должен был бы, следовательно, позволить наблюдать предметы в 10^5 раз меньше, чем те, которые можно увидеть в обычном оптическом микроскопе. На опыте этого не получается, так как можно пользоваться лишь такими электронными пучками, которые имеют малый угол раскрытия u . При больших углах раскрытия не удается устранить в нужной мере «абберации» магнитных и электрических линз. Однако уже в настоящее время, по прошествии лишь нескольких десятков лет после начала развития этой новой области техники, разрешающая способность обычного микроскопа оказывается превзойденной примерно в 100 раз. С помощью систем магнитных линз можно наблюдать предметы диаметром $8 \cdot 10^{-10}$ м, т. е. образования с размерами порядка размера больших молекул. Системы электрических линз позволяют наблюдать предметы диаметром около $14 \cdot 10^{-10}$ м.

§ 234. Электронный микроскоп с холодной эмиссией. Первое изображение, полученное с помощью электронов, описано в 1880 г. Гольдштейном, тем

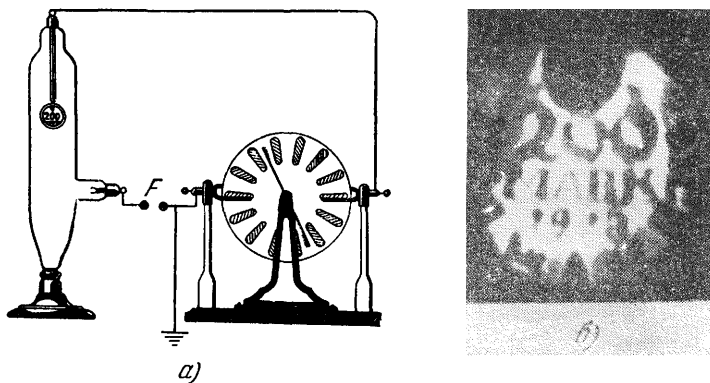


Рис. 409. Простейшая установка для создания отображения электронами (а) и изображение монеты, полученное с помощью этой установки (б).

Электростатическая машина без лейденской банки. Расстояние между шариками в искровой промежутке $F \approx 1$ см. Изображение, увеличенное в 1,5 раза, создается электронами на стеклянной стенке, флуоресцирующей зеленым светом. Фотографический позитив в натуральную величину. Черное пятно над цифрой 200 — изображение заклепки, с помощью которой монета прикреплена к держателю. Маленький кружок, тесно охватывающий отсканенные «200 MARK», в действительности является рантом монеты, который изображается нерезко при съемке камерой извне. Если желательнее избежать появления на снимке этого кружка, то необходимо поместить фотографический слой внутри сосуда так, чтобы он прилегал к его стенке. Это уже было проделано Гольдштейном.

самым исследователем, который открыл каналовые лучи и ввел название «катодные лучи». Гольдштейн получал катодные лучи обычным образом, используя самостоятельный разряд в сильно откачанной стеклянной трубке

(рис. 409, а). Катодом служила монета. Увеличенное изображение отчеканенной на ней картины появлялось на противоположной люминесцирующей стенке (см. рис. 409, б).

Принцип этого устройства используется в настоящее время в электронном микроскопе простейшего типа. Здесь катодом служит очень тонкое (полученное химическим травлением) острие вольфрамовой проволоки. Адсорбированные на этом острие большие органические молекулы заменяют отчеканенное на монете изображение, которое получалось в описанном выше опыте; смутные контуры этих молекул видны на люминесцирующем экране. Часто можно наблюдать оживленную поверхностную миграцию этих молекул. При отрицательно заряженном острие можно применять максимальные напряжения, не превышающие 6000 в. При положительном заряде острия можно доходить примерно до 14 000 в и заменять электроны ионами. Вследствие больших напряжений ионные пучки сжимаются сильнее, чем электронные; благодаря этому Эрвину Мюллеру посчастливилось получить изображение отдельных молекул.

ГЛАВА XVIII

КВАНТОВАЯ ОПТИКА ТВЕРДЫХ ТЕЛ

§ 235. Предварительное замечание. Газы и пары позволяют нам исследовать оптические свойства отдельных атомов и молекул. Изучаются спектры поглощения и излучения; при этом используется оптическое, термическое и электрическое возбуждение. Полученные данные представляют в виде схемы энергетических уровней. Подобная схема составляет экспериментальную базу, на которой основаны картины строения атомов и молекул. В молекулах существенную роль играет вид химической связи; это было показано для предельных случаев полярных и неполярных молекул.

Химически *однородные* газы и пары обладают менее разнообразными оптическими свойствами, чем газы и пары, содержащие *посторонние* молекулы. В последнем случае уже весьма малые концентрации посторонних примесей могут существенно изменить поглощение и излучение и усложнить схему энергетических уровней вследствие появления в ней новых уровней. Напомним о флуоресценции (см. §§ 163 и 206), метастабильных состояниях (см. § 164) и фотохимических реакциях (см. § 213).

То, о чем мы здесь вкратце напомнили, находит соответствующее отражение в оптических свойствах твердых тел. Тем самым устанавливаются отправные точки для выбора материала.

§ 236. Классификация твердых тел по типу связи в решетке. Среди твердых тел преобладающее значение имеют кристаллы. По большей части они представляют собой конгломерат из микрорешетчатых образований (например, сахар, мрамор, чугун). Ни один из кристаллов нельзя считать совершенно неподвижной, застывшей системой, в которой не происходит никаких внутренних процессов (ср. «Электричество», § 209). Частицы, образующие кристалл, расположены периодически в пространственных решетках. Последние подразделяются на четыре типа, каждый из которых следует считать своего рода предельным случаем.

1. *Молекулярные решетки.* Они содержат в качестве своих элементарных составных частей молекулы; последние, несмотря на наличие взаимосвязи между ними в решетке, в значительной мере сохраняют свою самостоятельность. Молекулярные решетки являются хорошими изоляторами. Впрочем, все существенное о молекулярных решетках и их спектрах уже было сказано выше в § 204. Мы можем в дальнейшем к ним не возвращаться.

2. *Решетки с гетерополярной связью.* В решетках с этим, а также с описываемыми ниже типами связи, понятие молекулы теряет смысл. В лучшем случае можно считать весь кристалл

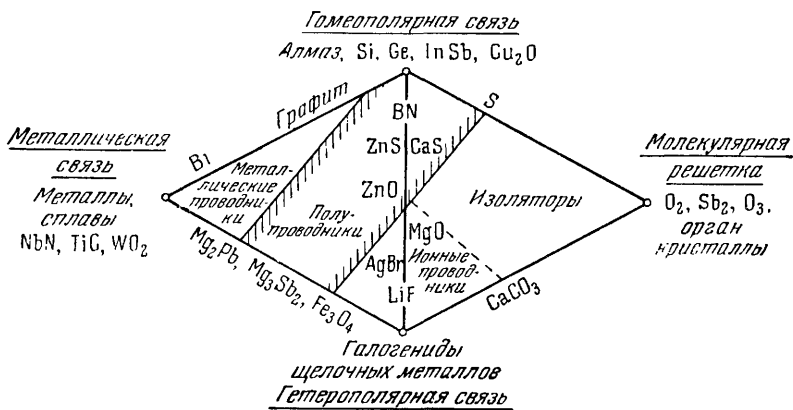


Рис. 410. Схема, иллюстрирующая различные типы связи в кристаллах, и характерная для этих типов электропроводность.

одной гигантской молекулой. Решетки с гетерополярной связью построены из ионов. Сущность гетерополярной связи проще всего иллюстрируется на примере отдельной молекулы (например, молекулы NaCl): два противоположно заряженных иона удерживаются друг возле друга силами электростатического притяжения.

3. *Решетки с гомеополярной связью.* Гомеополярная связь возникает благодаря постоянному обмену электронами между соседними атомами. Особенно важен частный случай валентной решетки, например, решетки алмаза. Четыре валентных электрона атома углерода придают ему тетраэдрический облик. Решетка алмаза целиком построена из тетраэдров (ср. «Электричество», рис. 501).

4. *Решетки с металлической связью.* Кроме металлов и их сплавов эти решетки встречаются также у ряда соединений,

например у нитрида ниобия, карбида титана, окиси вольфрама. Исходной, впрочем, во многих случаях вполне пригодной, картиной решетки с металлической связью служит решетка, состоящая из N положительных ионов, в промежутках между которыми беспорядочно движутся подобно частицам газа N электронов.

Наряду с описанными выше четырьмя предельными случаями связи в решетке существуют, разумеется, и промежуточные связи. Они представлены для первоначальной ориентировки на рис. 410 в виде жирных линий. Там же приведены примеры решеток с тем или иным видом связи. Эта примитивная схема часто оказывается полезной.

§ 237. Спектры поглощения кристаллов. Вид спектров поглощения кристаллов в ультрафиолетовой, видимой и инфракрасной областях спектра определяется типом связи в решетке, температурой и локальными отклонениями структуры решетки от идеальной. Проиллюстрируем это на нескольких примерах.

На рис. 411 представлен спектр поглощения кристалла с *гетерополярной* связью, а именно спектр КJ. Кристаллический слой был образован конденсацией паров на кварцевой подложке. Спектр расположен целиком в ультрафиолетовой области и состоит из четко разделенных полос. Их максимумы сдвигаются при повышении температуры в длинноволновую область; одновременно полосы расширяются (см. рис. 411, а—в). На рис. 411, г кварцевая подложка была охлаждена до 9°K и, кроме того, к парам было добавлено 10% KF, т. е. молекулы соли, поглощение которой начинается лишь при $\lambda < 170$ мкм. При низкой температуре скорость, с которой ионы обмениваются местами, мала, и поэтому неподходящие для данной решетки ионы фтора препятствуют построению правильной, ненарушенной, решетки. При 9°K в спектре КJ находятся полосы той же

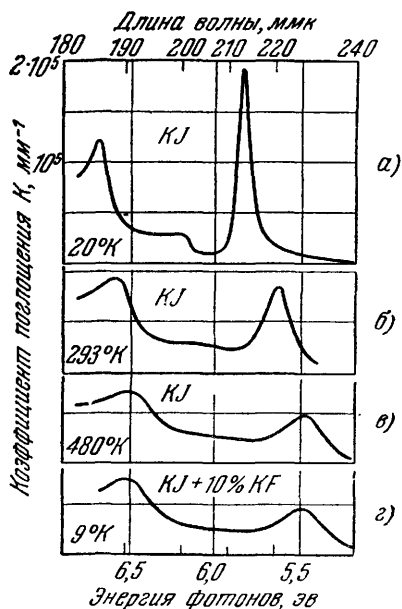


Рис. 411. Спектр поглощения слоя йодистого калия в ультрафиолетовой области спектра и зависимость этого спектра от температуры и дефектов решетки.

формы и там же расположенные (см. рис. 411, *з*), что и полосы в ненарушенном кристалле, но при 480°K (см. рис. 411, *в*). Нарушения исчезают после длительного прогревания кристаллического слоя при 500°K ; частицы, образующие кристалл, получают при этом возможность уже «задним числом» занять в большинстве участков кристалла нормальный для данной решетки порядок. После такого «отжига»¹⁾ спектр, снятый при 20°K , уже не отличается

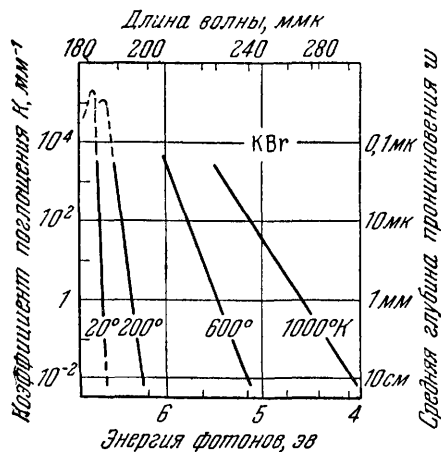


Рис. 412. Экспоненциальное уменьшение коэффициента поглощения слоя кристаллического бромистого калия при различных температурах.

поглощения (рис. 412), иначе говоря, поглощение *экспоненциально* падает с уменьшением энергии фотона. Такая простая закономерность была до сих пор найдена только для щелочно-галогидных кристаллов. Это все относилось к кристаллам с гетерополярной связью.

К кристаллам с *гомеополярной* связью относятся кристаллы алмаза, кремния и германия, т. е. типичные полупроводники. На рис. 413, *а* и *б* показано изменение показателей n и k для этих важных веществ в зависимости от длины волны. Изменение их коэффициентов поглощения $K=4\pi k/\lambda$ приведено на рис. 414.

В качестве примера связи, промежуточной между двумя разобранными выше, укажем на галогидные соли серебра и

¹⁾ Кристаллические слои, спектры которых приведены на рис. 411, *а—в*, также были подвергнуты отжигу.

окись цинка. В кристалле $AgVg$ еще преобладает гетерополярная связь; здесь полосы разделяются лишь при низких температурах (рис. 415, вверху). Хвост спектра поглощения заходит в видимую область; масштаб рис. 415 не позволяет заметить этого, но на рис. 414 это видно. На графике с логарифмическим масштабом ординаты в спектрах поглощения галлоидов серебра нельзя увидеть равномерного экспоненциального спада; имеются широкие спектральные интервалы, в которых проявляется добавочное поглощение (пример для $AgVg$ на рис. 414). В решетке ZnO преобладает гомеополярная связь (см. рис. 414).

В кристаллах с гетерополярной и гомеополярной связями в инфракрасной области всегда имеются широкие прозрачные участки. Для металлической связи, свойственной металлам, сплавам и некоторым соединениям, характерно отсутствие таких свободных участков спектра (ср. рис. 284).

Таковы примеры опытных зависимостей. Теперь возникает задача представить, а затем интерпретировать экспериментальные результаты с помощью надлежащей схемы энергетических уровней. Эта задача еще сложнее аналогичной задачи для отдельных молекул. В дальнейшем придется ограничиться лишь разбором некоторых простейших случаев. Материалы, изложенные в §§ 238 и 239, имеют подготовительный характер.

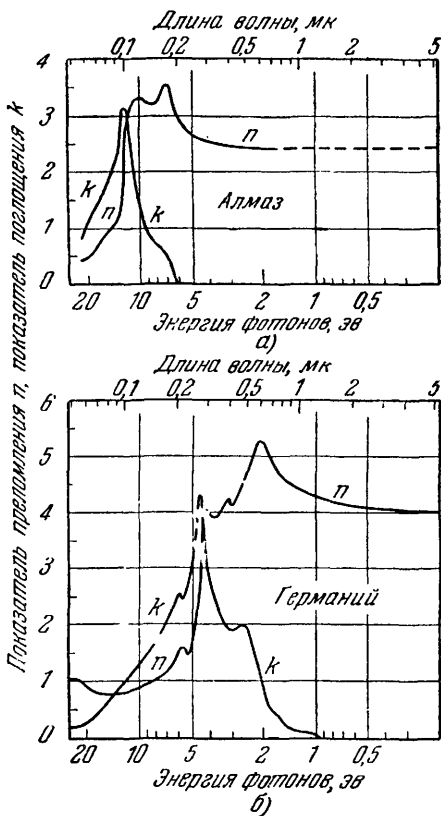


Рис. 413. Показатель преломления n и показатель поглощения k двух важных полупроводников — алмаза (а) и германия (б).

Следует обратить внимание на большие значения показателя преломления n в свободной от поглощения длинноволновой области. Им отвечают очень большие значения v'/v — «степени заполнения пространства» (см. § 121); так, для алмаза это отношение равно 63%, для германия — 84%.

§ 238. Общие сведения о схеме энергетических уровней идеального кристалла. Начнем с одного терминологического разъяснения. Боровская модель атома водорода приписывает энергетическим уровням атома определенные возможные орбиты электрона. Электрон *занимает* по существу лишь какую-то одну орбиту, соответствующую определенному уровню. Для краткости говорят: электрон занимает уровень. Этот способ выражения не корректен. Точно так же нельзя называть емкостью какой-либо конденсатор, например лейденскую банку. В случае схемы

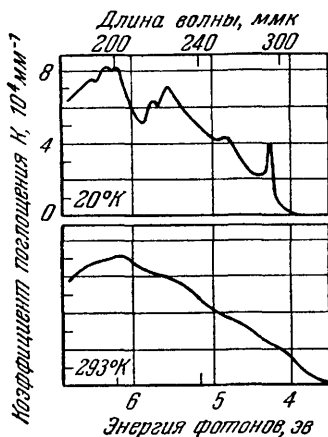
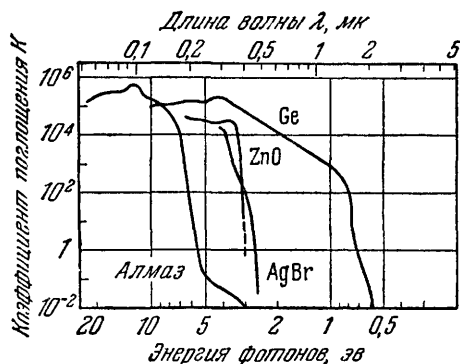


Рис. 414. Спектры поглощения кристаллов со связями различного типа.

Рис. 415. Спектр поглощения AgBr.

уровней такой небрежный способ выражения имеет, впрочем, некоторые достоинства: он краток и, что существенно, не связан с каким-либо специальным представлением, например, представлением о боровских орбитах. Этот способ годится и для всякой другой картины, описывающей размещение электронов или, короче, их состояния. Поэтому мы в дальнейшем будем говорить о *занятых уровнях*.

Схема уровней кристалла должна вытекать из схемы уровней частиц, образующих кристалл и находящихся под воздействием сил связи в решетке. Поэтому основные черты такой схемы можно набросать, даже не привлекая к делу новых наблюдений. Это сделано на рис. 416. Однородная, идеально построенная решетка должна содержать лишь атомы одного-единственного сорта и в качестве схемы ее уровней должна быть выбрана схема простейшего вида, знакомая нам по рис. 347. Отдельные лесенки должны накладываться друг на друга, а не изображаться порознь рядом, как это корректно сделано, на-

пример, на рис. 354, б. Тогда, исходя из рисунка, подобного последнему, получают прежде всего нижнюю часть рис. 416. Здесь жирными черточками изображены уровни, относящиеся к оболочкам K , L и M . Пусть кристалл состоит из N ядер и из электронов, принадлежащих оболочкам, окружающим ядра. Нижние уровни целиком заполнены: на уровне K находятся $2N$ электронов, на уровне L — $8N$ электронов, на уровне M — $18N$ электронов и т. д. Толщина штрихов условно указывает, что эти числа очень велики.

Наиболее низкие уровни не изменяются заметным образом при соединении атомов в молекулу или при их объединении в кристаллическую решетку. Об этом свидетельствует опыт: в области коротковолнового рентгеновского света спектры молекул и кристаллов обнаруживают — если отвлечься от самых тонких деталей — те же *края* полос поглощения и те же *линии* излучения, что и спектры атомов в газовой фазе. Здесь мы указываем на это обстоятельство в общем виде, применительно к решеткам со связью любого типа.

В силу сказанного, нижним энергетическим уровням, не возмущенным силами связи в решетке, можно сопоставлять по желанию состояния электронов, принадлежащих одному-единственному атому, или же состояния электронов всех атомов, образующих решетку.

Мы обрываем построение нашей схемы (см. рис. 416) над уровнями, соответствующими оболочке M , и начинаем ее снова с измененным масштабом ординаты и новым началом отсчета. В области этих высоких уровней возмущения, вызванные силами связи в решетке, становятся при возрастании энергии уровней все более заметными. Уровни испытывают возмущение под влиянием все более и более обширных участков кристаллической решетки. Эти возмущенные, близко примыкающие друг к другу уровни образуют в своей совокупности широкие, зачерненные на рис. 416 полосы. Разности энергий ΔW между соседними полосами уровней имеют порядок величины в несколько электронвольт или даже менее, что отвечает квантам от ультрафиолетовой до инфракрасной области спектра.

В рамках представления о боровских орбитах растущее влияние все более обширных участков кристаллической решетки

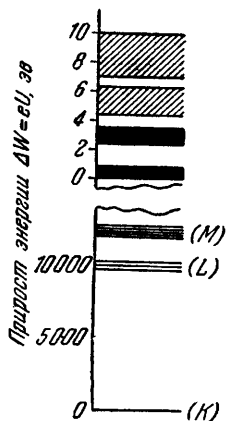


Рис. 416. Грубая схема энергетических уровней для кристаллической решетки, построенной из атомов одного сорта.

Разности энергии ΔW двух уровней дают величину $h\nu$ кванта света, которые кристалл может поглотить или излучить.

легко объяснить. Протяженные орбиты электрона, первоначально связанного с каким-либо одним ядром, во все возрастающей степени вторгаются в области, занятые соседними ядрами. При этом все больше утрачивается возможность приписывать данный электрон определенному ядру. По отношению к наиболее высоким уровням любая попытка говорить о подобной принадлежности становится бессмысленной. Электроны находятся под совокупным влиянием всех частиц, образующих решетку. Наивысшие уровни принадлежат решетке как целому. Они уже не имеют никакого отношения к уровням отдельных частиц, образующих решетку.

Над зачерненными полосами располагаются заштрихованные полосы, образованные *незаполненными* уровнями. Состояния, соответствующие этим уровням, *могут* быть достигнуты при оптическом или термическом возбуждении кристалла. Они также принадлежат кристаллу как целому. Электрон, попавший в незанятую полосу, не имеет определенного положения в кристалле, он обладает свободной подвижностью. Незанятая или неполностью занятая полоса является «полосой проводимости».

Полезно сделать сравнение. Схема уровней отдельного атома заканчивается у границы сплошного спектра поглощения. За этой границей начинается широкая, неограниченная сверху полоса, показанная на рис. 333 штриховкой. Если энергия, поглощаемая атомами, переводит их в эти состояния, то газ становится ионизованным. Электроны, перемещенные в результате возбуждения, приобретают самостоятельность; они больше не принадлежат положительным ионам, область притяжения которых они покинули после получения добавочной энергии. Теперь эти электроны составляют общее состояние всех имеющихся в газе положительных ионов. Электроны попали в «полосу проводимости» газа; газ, бывший доселе изолятором, приобрел электропроводность.

§ 239. Схема уровней неидеального кристалла. В § 238 мы разобрали лишь идеальный случай полностью однородной, лишенной дефектов кристаллической решетки. Однако решетки всех встречающихся в действительности кристаллов содержат нарушения, т. е. локальные отклонения от идеальной структуры. Эти нарушения возникают вследствие включения в решетку чужеродных частиц, вследствие теплового движения и вследствие плохой «пригнанности» друг к другу отдельных участков кристаллической решетки (ср. «Электричество», § 209). *Все локальные отклонения от идеальной структуры решетки приводят к возникновению дополнительных энергетических уровней.* Для того чтобы представить последние на схеме уровней, используют не только вертикальную координату, определяющую значения соответствующих энергий, но и *горизонтальную координату; последняя определяет пространственное местоположение тех уровней, которые относятся лишь к локально ограни-*

ченным участкам кристаллической решетки. На рис. 422 (см. ниже) короткими черточками показано несколько энергетических уровней локальных нарушений кристаллической решетки. После этих подготовительных сведений продолжим изложение, прерванное в конце § 237.

§ 240. Кристаллы с металлической связью. При металлической связи не существует вообще никакой спектральной области, которая была бы свободна от поглощения. Достаточно взглянуть на рис. 284, где изображен спектр экстинкции серебра. Начиная от наиболее длинных электрических волн, коэффициент поглощения ¹⁾ K возрастает пропорционально $1/\sqrt{\lambda}$ вплоть до $\lambda \approx 0,1$ мм (ср. уравнение (209)). При λ , варьирующем от 10 до 0,1 мк, коэффициент поглощения металлов падает более или менее монотонно (участки, в которых проявляется селективность, выражены обычно незначительно) от высоких значений, присущих инфракрасной области, до значений порядка 10^4 мм⁻¹, характерных для области мягкого рентгеновского света.

Отсутствие прозрачных участков в видимой и инфракрасной областях связано, как показывает опыт, с большой удельной электропроводностью металлов, имеющей электронное происхождение. Эта электропроводность возникает вследствие того, что уже сколь угодно малые электрические поля сообщают электронам слагающую скорость в направлении поля. Поэтому самые слабые поля уже способны увеличить кинетическую энергию электронов. Схема уровней кристалла предоставляет для этого две возможности, каждая из которых поясняется на рис. 417. На рис. 417, а уровни частиц, образующих решетку, возмущены силами связи в решетке столь сильно, что высшие «полностью заполненные» уровни вторгаются в находящиеся над ними «незаполненные» уровни. На рис. 417, б полоса уровней заполнена лишь на одну треть, поэтому часть полосы зачернена, а остальная ее часть заштрихована. В обоих случаях область заполненных уровней непосредственно граничит с областью

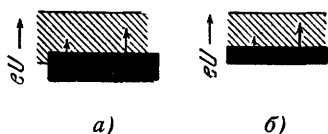


Рис. 417. Схема энергетических уровней.

а — целиком заполненный энергетический уровень (на рисунке он для наглядности несколько сдвинут вбок) частично накладывается на незаполненный; б — уровень заполнен лишь частично, в изображенном примере лишь на одну треть. Стрелки дают примеры возможных переходов.

¹⁾ Следует считать, что охватывающая широкий спектральный диапазон картина на рис. 284 изображает изменение коэффициента экстинкции в зависимости от длины волны, ибо, хотя рассеяние не играет роли в инфракрасной, видимой и ультрафиолетовой областях, оно существенно в коротковолновой рентгеновской области.

незаполненных. В этой пограничной области электроны имеют возможность получать от электрического поля самые малые добавки энергии и тем самым делать кристалл электропроводным.

При поглощении света электрическое поле световой волны играет ту же роль, что и поле, приложенное к внешним электродам. Уменьшение поглощения в направлении возрастания энергии квантов $h\nu$ (в основном монотонное) понять нетрудно: большие кванты требуют таких электронных переходов, которые выходят за верхний край области незаполненных уровней.

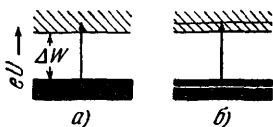


Рис. 418. Два энергетических уровня, разделенных энергетическим зазором ΔW , в беспримесном кристалле с гомеоплярной связью.

a — возможный, *б* — осуществившийся переход. В верхней полосе занят один уровень (это значит, что один из отрицательных зарядов становится подвижным и может осуществлять *n*-проводимость). Одновременно в нижней полосе возникает незаполненный уровень (это значит, что дырка с положительным зарядом становится подвижной и может осуществлять *p*-проводимость). Состояние, изображенное на рис 418, б, имеет определенное время жизни. Это состояние исчезает, когда электрон и дырка снова воссоединятся в каком-либо месте решетки.

Области селективного поглощения в видимой и ультрафиолетовой частях спектра следует приписать переходам оптических электронов между разделенными полосами. Для истолкования поведения оптического электрона серебра уже имеется богатый материал.

§ 241. Беспримесные кристаллы с гомеоплярной связью. В этих кристаллах заполненные и незаполненные энергетические уровни должны быть разделены определенным зазором (рис. 418, *a*). Поэтому требуется некоторое минимальное количество энергии ΔW для того, чтобы перевести электрон из целиком заполненной полосы в пустую полосу (полосу проводимости).

Объяснение.

1. Кристаллы с гомеоплярной связью, например кристаллы алмаза, кремния и германия, являются в электрическом отношении типичными *полупроводниками*. В этих кристаллах концентрация способных диффундировать электронов экспоненциально возрастает с температурой («Электричество», § 230). Так, например, бездефектные кристаллы кремния или германия приходится охлаждать до очень низких температур, пока они не станут столь же плохими проводниками (или столь же хорошими изоляторами), как кристаллы алмаза при комнатной температуре. Лишь при очень низких температурах термическая энергия оказывается недостаточной для придания электронам энергии ΔW , необходимой для их перевода в полосу проводимости (см. рис. 418).

2. Энергия ΔW может быть сообщена электрону оптическим путем; полупроводники обладают *фотоэлектрической проводимостью*.

мостью, или, кратко, *фотопроводимостью*. Она начинается на длинноволновой границе спектра поглощения, изображенного на рис. 414, т. е. практически там, где коэффициент поглощения $K > 10^{-2} \text{ мм}^{-1}$. Энергия фотонов, соответствующих этой границе, дает возможность определить с хорошим приближением величину энергетической добавки ΔW в схеме, изображенной на рис. 418. Так, например, для Si при комнатной температуре $\Delta W = 1,06 \text{ эв}$, для Ge $\Delta W = 0,6 \text{ эв}$. С возрастанием энергии фотонов, когда $K > 1 \text{ мм}^{-1}$, фотопроводимость снова убывает. Дальнейшие подробности, касающиеся фотопроводимости, можно найти в §§ 231—233 тома «Электричество». Там также показано, что фотопроводимость на длинноволновом хвосте поглощения возникает во всех тех беспримесных кристаллах, в которых «кирпичик» решетки занимает больше половины объема, предоставляемого ему ячейкой решетки (т. е. при коэффициенте заполнения, большем 0,5).

Как и в случае любой электронной проводимости в кристалле, говоря о фотопроводимости, надо иметь в виду одно важное обстоятельство: когда электрон, получив дополнительную энергию, становится подвижным, он оставляет за собой в кристаллической решетке *дырку*, т. е. место, занятое в нормальном состоянии электроном. В кристаллах эти дырки также подвижны, иначе говоря, они способны диффундировать. В общем механизме проводимости (и в особенности в явлении Холла) они ведут себя как положительно заряженные электроны. На схеме энергетических уровней дырке отвечает незаполненный уровень в полосе, которая ранее была заполнена целиком (рис. 418, б).

§ 242. Беспримесные кристаллы с гетерополярной связью. Эти кристаллы на нашем рис. 410 расположены на нижней ветви, ведущей от кристаллов с металлической связью к молекулярным кристаллам. Типичными представителями являются щелочно-галоидные кристаллы, например KCl, KBr и т. п. При гетерополярной связи самостоятельность «кирпичиков», образующих решетку, иначе говоря, ионов, в значительной степени сохраняется. Они не осуществляют обмена электронами со своими соседями. Об этом свидетельствует электролитический характер проводимости этих кристаллов. Такая ионная проводимость подробно рассматривается в § 224 тома «Электричество».

О самостоятельности «кирпичиков», образующих решетку, говорит далее ход оптического поглощения в области от 0,1 до 100 мк. Пример для NaCl приведен на рис. 279. Здесь уже при $\lambda \approx 0,2 \text{ мк}$ начинается область, свободная от поглощения, которая прерывается еще один раз лишь в инфракрасной области. Впрочем, это возникающее в инфракрасной области поглощение

происходит без участия электронов; оно связано с возбуждением механических колебаний ионов друг относительно друга (см. § 141).

Ход коэффициента поглощения, изображенный на рис. 411, показывает довольно резкие максимумы. На их положение решающее влияние оказывает *энергия связи в решетке* («кристаллическая связь»). Это вытекает из простых соображений: самый длинноволновый из максимумов на рис. 411 сопоставляется переходу электрона из отрицательного иона галоида к положительному иону щелочного металла. При отрыве электрона от отрицательного иона должна быть совершена работа E , называемая электронным сродством. При нейтрализации положительного иона выделяется энергия, равная работе ионизации атома металла¹⁾ J . В отсутствие влияния решетки было бы справедливо равенство $h\nu = E - J$. В действительности же сюда надо добавить член, содержащий в знаменателе кристаллографическую постоянную решетки a . Тогда для положения первого максимума будет справедливо соотношение

$$h\nu = E - J + \frac{b}{a}. \quad (334a)$$

Здесь эмпирическая постоянная b имеет при комнатной температуре значение, равное $5 \cdot 10^{-9}$ эв·м. Указанное соотношение хорошо оправдывается для двенадцати галоидных солей щелочных металлов и четырех гидридов щелочных металлов (в гидридах водород является анионом, т. е. заряжен отрицательно благодаря присоединению электрона!). Уравнение (334a) указывает, таким образом, на влияние энергии связи в решетке.

Схема уровней гетерополярного кристалла, отвечающая рис. 416, содержит лишь уровни, присущие решетке как целому, т. е. присущие *совокупности* составляющих решетку «кирпичиков». Переход электрона от какого-то определенного аниона к катиону, переход, превращающий катион на некоторое время в нейтральный атом, т. е. в постороннюю для данной решетки частицу, есть *локальное* явление, ограниченное областью близлежащих ионов. Соответствующие энергетические уровни могут быть поэтому обозначены лишь короткими черточками, помещенными, как указывалось в § 239, в промежутке между уровнями, присущими всему кристаллу как целому.

§ 243. Обзор. Спектры экстинкции атомов в *рентгеновской области* ($\lambda < 0,05$ мк) были рассмотрены в § 184. Если отвлечься от мелких деталей, то они оказываются не зависящими от кристаллической связи (см. § 137 и конец § 201). Напротив, в ультрафиолетовой, видимой и инфракрасной областях кристаллическая связь изменяет спектры поглощения атомов. Наличие кристаллической связи приводит к тому, что хорошая

¹⁾ Образующийся нейтральный атом металла имеет лишь очень короткое время жизни.

разделенность энергетических уровней свободных атомов почти пропадает. При металлической и гомеоплярной связи хорошо разделенные полосы поглощения, в общем, отсутствуют. Такие полосы наблюдаются прежде всего при гетерополярной связи, в особенности в щелочно-галлоидных кристаллах. Инфракрасное поглощение в этих кристаллах (область остаточных лучей) описано в § 141, ультрафиолетовое поглощение — в § 242. В обоих случаях можно, в первом приближении, считать, что любая пара ионов, произвольно выделенная в щелочно-галлоидном кристалле, в оптическом отношении столь же самостоятельна, как и молекула, растворенная в разбавленном растворе.

§ 244. Общие замечания о влиянии дефектов решетки и чужеродных примесей. Рассуждения об оптических и электрических свойствах твердых тел, приведенные в §§ 241 и 242, относились к беспримесным кристаллам, лишенным намеренно созданных нарушений (дефектов) решетки. Разумеется, оба эти условия могут быть реализованы лишь с более или менее хорошим приближением.

Нарушения, вызванные чужеродными примесями и другими причинами, очень существенно изменяют оптические и электрические свойства кристаллов с гомеоплярной и гетерополярной связью. Эти нарушения решающим образом сказываются на их *электропроводности*, независимо от того, вызвана ли она оптическим или термическим возбуждением; в равной степени они играют определяющую роль в *фотохимических процессах* и в разнообразных явлениях *люминесценции кристаллофосфоров*. Эти три группы явлений внутренне связаны между собой теснейшим образом, и изучение одной из них неизбежно включает в себя исследование обеих других. В любом случае происходит отщепление электронов от каких-либо доноров. Обычно эти электроны перемещаются на измеримые расстояния, прежде чем их временно или окончательного захватит какой-либо акцептор. Такие представления окончательно сложились в течение последних десятилетий.

Наблюдаемые явления, разумеется, чрезвычайно многообразны, ибо в твердых телах, особенно при низких температурах, существуют самые различные стабильные энергетические состояния. Впрочем, мы встречаемся здесь с тем же благоприятным обстоятельством, что и в случае *разбавленных растворов* — при достаточно малой концентрации можно исключить взаимодействие между центрами поглощения.

Все наиболее существенное в этой области явлений удобнее всего воспроизводится и исследуется на щелочно-галлоидных кристаллах. В эти кристаллы можно заранее добавить в заданной концентрации определенные примеси. У таких разбавленных

твердых растворов полосы поглощения расположены в тех областях спектра, в которых растворитель, т. е. сам щелочно-галлоидный кристалл, не поглощает. О двух примесях, играющих до сих пор важнейшую роль, мы узнаем в §§ 245 и 249.

§ 245. Центры окраски щелочно-галлоидных кристаллов. Если поместить такой кристалл в пары своего щелочного металла, то

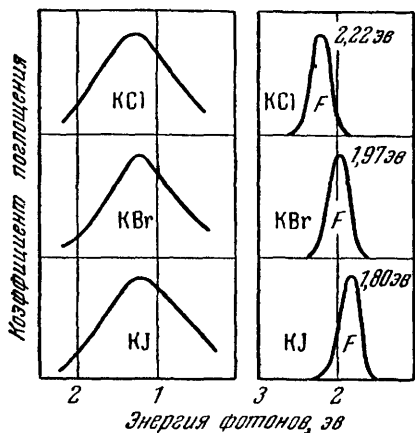


Рис. 419. Полосы поглощения, возникающие в щелочно-галлоидных кристаллах при ничтожном избытке щелочного металла.

Слева — расплав при температуре, близкой к точке плавления; справа — кристалл при 20° С.

благодаря диффузионным процессам в соли возникает избыток металла. При малых концентрациях этот щелочной металл создаст одиночную полосу поглощения.

В расплавленных солях форма и положение полосы поглощения определяются только природой катиона. Это показано в левой части рис. 419 на примере растворов калия в жидком КСl, КВг и КJ. Напротив, в кристаллах этих солей положение полосы поглощения решающим образом зависит от кристаллографической постоянной решетки a данного кристалла; это легко увидеть по правой части рис. 419. Для частоты максимума полосы при комнатной температуре выполняется (в том числе и в случае смешанных кристаллов) приближенное эмпирическое соотношение

$$va^2 = 2,02 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{сек}, \quad (214)$$

где a — кристаллографическая постоянная решетки (ср. сноску в § 73).

При понижении температуры эти полосы ведут себя так же, как полосы собственного поглощения кристалла: они сужаются и сдвигаются в сторону коротких длин волн (как, например, на рис. 420). Центры, ответственные за эти полосы поглощения и связанные с избытком щелочного металла в решетке щелочно-галлоидного кристалла, называются *центрами окраски*; для самих полос утвердилось название «F-полосы». Концентрацию центров окраски можно определить как оптическим, так и электрическим, а в последнее время — магнитным путем (см. § 140 и рис. 429).

С химической точки зрения центр окраски — это находящийся в решетке нейтральный атом щелочного металла. Он может быть встроен в решетку лишь при условии, что в ней отсутствует по крайней мере один положительный ион (катион, например K^+) и один отрицательный ион (анион, например Br^-); в самом деле, кристалл в целом должен ведь оставаться нейтральным.

Химическая точка зрения дополняется некоторыми физическими соображениями. Представим себе, что атом щелочного



Рис. 420. Влияние центров окраски (концентрация $N_D \approx 3 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$) на собственное поглощение кристалла KBr.

Определялась разность поглощения в кристалле с центрами окраски и без них; измерение производилось при -183°C . При комнатной температуре высокие значения коэффициента поглощения для $\lambda < 200 \text{ мкм}$ не позволяют осуществить различные измерения. (Кристалл был окрашен при температуре 650°C в атмосфере паров калия, плотность которых отвечала температуре 410°C . Полоса, отмеченная буквой U, обязана своим происхождением непреднамеренной примеси KN).

металла разложен на свои составные части, т. е. на положительный ион и электрон. Тогда ион заполняет катионную вакансию, а электрон — анионную. Электрон окружен шестью катионами, например ионами K^+ («Электричество», рис. 493). С любым из этих соседей электрон образует, непрерывно сменяя своего партнера, атом щелочного металла, т. е. центр окраски¹⁾.

Следует считаться не только с влиянием кристаллической решетки на поглощение центров окраски, но и с обратным явлением: присутствие центров окраски изменяет собственное поглощение расположенных вблизи участков решетки. При наличии центров окраски возникает новая, дополнительная полоса

¹⁾ Исследования, выполненные методом электронного парамагнитного резонанса, позволили поразительно глубоко проникнуть в ряд деталей этого явления (Пик).

β с несколько большей длиной волны, чем у первой полосы собственного ультрафиолетового поглощения ненарушенного кристалла. Соответствующий пример приведен на рис. 420.

§ 246. Оптическое возбуждение центров окраски приводит к флуоресценции. На рис. 421, *а* показан спектр поглощения центров окраски в KCl при 45°K ; он состоит из полосы, помеченной буквой *F*. Заставим кристалл поглощать фотон с частотами, лежащими в области этой полосы ($2,34 \text{ эв}$ или $\lambda = 0,53 \text{ мк}$). При

этом возникнет инфракрасная флуоресценция (рис. 421, *б*). В максимуме этой полосы излучения ($\lambda = 1,035 \text{ мк}$) энергия фотонов на $1,3 \text{ эв}$ меньше, чем энергия фотонов, используемых для возбуждения (правило Стокса, см. § 206).

Рис. 422, *а* описывает этот процесс с помощью схемы энергетических

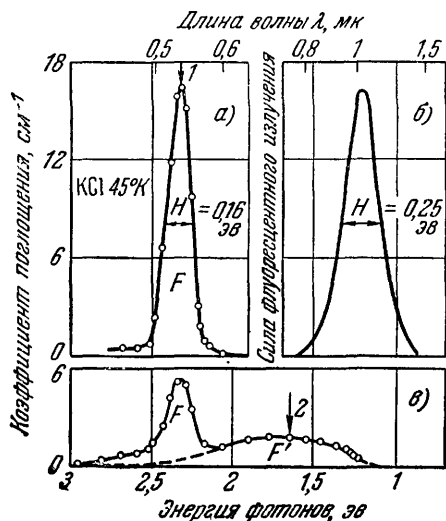


Рис. 421. Спектры поглощения в KCl.

а, б — поглощение света в *F*-полосе вызывает люминесценцию с максимумом при $\lambda = 1,035 \text{ мк}$; *а, в* — фотохимическая реакция $F \rightarrow F^*$; ее зависимость от температуры показана на рис. 423. Хотя реакции производились при различных температурах, спектры поглощения во всех случаях промерялись при одной и той же температуре, равной 45°K .

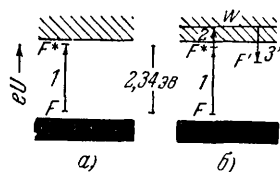


Рис. 422. Схемы энергетических уровней.

а — схема энергетических уровней, показывающая образование возбужденных центров окраски F^* ;

б — схема энергетических уровней, иллюстрирующая фотохимическую реакцию $F \rightarrow F^*$. Показана только нижняя часть заштрихованных полос.

уровней. Между целиком заполненной полосой кристалла (зачерненная полоска) и пустой полосой проводимости (заштрихованная полоска) расположены локальные энергетические уровни центра окраски. Переход *1* ведет из основного состояния *F* в возбужденное состояние F^* . Возникают один незаполненный *F* и один заполненный уровень F^* . Вследствие такой «пересадки» (и связанного с ней изменения поляризации решетки) оба уровня несколько смещаются, так что расстояние между ними сокращается до $1,20 \text{ эв}$. Переход, направленный

вниз от F^* к F , ведет к излучению света (флуоресценция). После этой новой «пересадки» уровни F и F^* снова возвращаются на свои старые места. Разность энергий $h\nu = (2,34 - 1,20)$ эв отдается решетке в виде тепла. В NaCl максимум излучения приходится на 1,2 мк ($T = 77^\circ \text{K}$).

§ 247. Оптическая диссоциация центров окраски. Реакция $F \rightleftharpoons F'$. Квантовый выход флуоресценции (равный в KCl при 45°K примерно единице) падает с ростом температуры, так как с флуоресценцией начинает конкурировать другой процесс, а именно фотохимическая реакция. При этом поглощение света в F -полосе (рис. 421, а стрелка 1) уменьшает концентрацию центров окраски (например, на рис. 421, в приблизительно до 1/3). Одновременно возникает новая широкая полоса поглощения F' . Соответствующие ей центры, а именно F' -центры, являются продуктами фотохимической реакции. Эти продукты реакции с полосой F' стабильны лишь при низких температурах. Они распадаются за несколько минут: в KBr, если $T > 100^\circ \text{K}$, в KCl, если $T > 200^\circ \text{K}$, и в NaCl, если $T > 300^\circ \text{K}$. Таким образом, фотохимическую реакцию $F \rightarrow F'$ можно исследовать лишь при температурах более низких, чем указанные выше.

Поглощение света в F' -полосе (см. рис. 421, в стрелка 2) снова возвращает кристалл в исходное состояние; F' -полоса исчезает, а максимум F -полосы достигает прежней высоты (см. рис. 421, а). Этот процесс сопровождается испусканием света (которое в данном случае следует называть фосфоресценцией¹⁾). Спектральный состав такого свечения тот же, что и у флуоресценции (см. рис. 421, б). В обоих случаях квантовый выход сильно зависит от температуры (рис. 423). Возрастание температуры благоприятствует реакции $F \rightarrow F'$ и тормозит реакцию $F' \rightarrow F$. Максимальное значение квантового выхода η в обоих случаях равно 2. Таковы опытные факты.

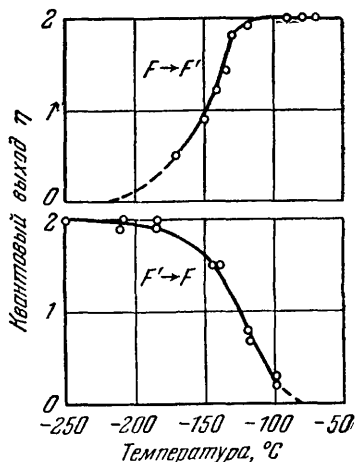


Рис. 423. Влияние температуры на квантовый выход η реакции $F \rightleftharpoons F'$ в кристалле KCl.

Квантовый выход

$$\eta = \frac{\text{Число электронов, изменивших характер связи}}{\text{Число поглощенных фотонов}}$$

¹⁾ О различии флуоресценции и фосфоресценции см. § 214.

Объяснение заключается в следующем: центры окраски играют двойную роль, они служат не только поставщиками (*донорами*) электронов, но и захватчиками (*акцепторами*) электронов. Поглощая фотон, центр окраски возбуждается (переход 1 на рис. 422, а). Последующий тепловой толчок переводит электрон на один из уровней полосы проводимости (переход 2 на рис. 422, б), т. е. делает этот электрон *свободным* и *способным диффундировать*. Тем самым выходит из игры *первый* центр окраски. На его месте рядом с галоидной вакансией остается «невидимый» ион K^+ . Электрон диффундирует по решетке вдоль пути W до тех пор, пока его не захватит другой центр окраски, с которым он образует F' -центр. Основной уровень F' -центра лежит на нижнем конце перехода Z' . F' -центр можно считать анионной вакансией, «приютившей» два электрона.

То обстоятельство, что при захвате электрона выходит из игры *второй* центр окраски, превращаясь в F' -центр, можно, впрочем, установить и независимо от способа физического истолкования явления. Таким образом, в предельном случае поглощение фотона в F -полосе приводит к исчезновению двух F -центров, иначе говоря, квантовый выход такого процесса $\eta=2$.

Для поглощения света в F' -полосе имеет место обратное: при отщеплении ранее захваченного электрона F' -центр превращается в *первый* F -центр. Если диффундирующий электрон будет захвачен *анионной вакансией*, то вначале возникнет центр окраски в *возбужденном состоянии* (F^* -центр). По окончании времени жизни этого состояния из возбужденного центра окраски (F^* -центра) возникнет *второй* центр окраски в основном состоянии (F). Этим совершенно непринужденно объясняется то, что при низкой температуре каждый фотон, поглощенный в F' -полосе, создает два F -центра, т. е. что квантовый выход η равен двум.

При повышении температуры электроны возбужденных центров окраски (F^* -центры) могут снова отщепиться до того, как эти центры перейдут с испусканием света в невозбужденные центры (F -центры). Отщепленные таким способом электроны могут опять захватиться анионными вакансиями с образованием возбужденных центров (F^* -центры). Это может повторяться неоднократно и достаточно часто. В процессе свободной диффузии некоторая часть электронов будет, однако, захватываться уже не *анионными* вакансиями, а *центрами окраски* (F). При этом будут возникать новые F' -центры. В конце концов, при достаточно высоких температурах каждый *оптически* разрушенный F' -центр будет заменен новым F' -центром. Таким образом, фотохимическая реакция $F' \rightarrow F$ прекращается, а вместе с ней и ее излучательное звено $F^* \rightarrow F$.

Описанные выше фотохимические реакции $F \rightleftharpoons F'$ в щелочно-галогидных кристаллах, содержащих центры окраски, суть простейшие из доселе известных фотохимических реакций в кристаллах. Как видно, влияние температуры на ход этих реакций весьма значительно.

К энергии, заимствуемой электроном от теплового движения, можно добавить энергию, подводимую электрическим путем: на рис. 423, например, кривая перехода $F \rightarrow F'$, равно как и кривая перехода $F' \rightarrow F$, смещается на 35°C вправо, если на кристалл накладывать электрическое поле напряженностью $\mathcal{E} = 6,2 \times 10^6$ в/м. Повышению температуры $\Delta T = 35^\circ\text{C}$ соответствует добавка тепловой энергии $kT = 3,01 \cdot 10^{-3}$ эв (k — постоянная Больцмана = $8,62 \times 10^{-5}$ эв/град). Для того чтобы сообщить электрону такую же энергию электрическим путем, надо, чтобы он прошел в поле указанной напряженности \mathcal{E} путь (в направлении поля), равный $D = kT / \mathcal{E} \approx 10^{-10}$ м, т. е. расстояние, по порядку величины совпадающее с кристаллографической постоянной решетки (см. § 73). Аналогичные влияния электрического поля наблюдаются и в явлениях люминесценции кристаллофосфоров (см. § 255).

§ 248. Движение электронов при реакции $F \rightleftharpoons F'$. В § 247 утверждалось, что при поглощении света как в F -центрах,

так и в F' -центрах и при одновременном воздействии тепловых колебаний образуются свободно перемещающиеся электроны. Или, говоря иначе: при наличии центров окраски щелочно-галогидные кристаллы должны обладать фотопроводимостью. Это действительно наблюдается на опыте: при наложении на кристалл электрического поля реакция $F \rightleftharpoons F'$ сопровождается возникновением тока (1925 г.). Изменение силы этих токов во времени показано на рис. 424 для кристалла NaCl, содержащего центры окраски;

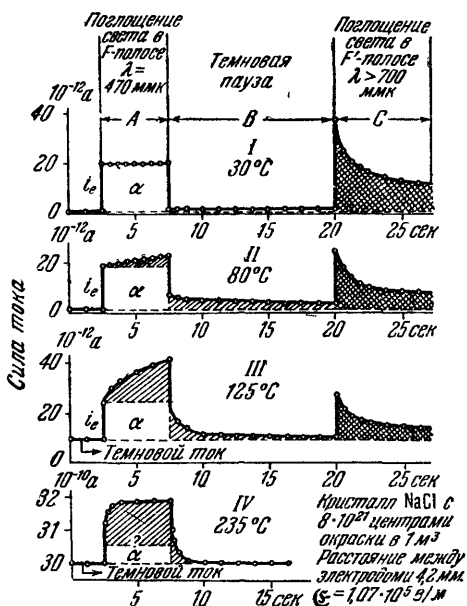


Рис. 424. Влияние температуры на электронные переходы $F \rightarrow F'$ и $F' \rightarrow F$ в кристалле NaCl.

В случаях I—III за время α поглощается излучение мощностью $2,7 \cdot 10^{13}$ квант/сек., в случае IV — мощностью только $1,7 \cdot 10^{13}$ квант/сек. Темновой ионный ток, возникающий при температуре, большей 80°C , представляет собой несущественное побочное явление. Кривые зависимости тока от времени, показанные на рис. II—IV, имеют аналогичную форму и у других кристаллов, например у KCl и KBr, но при гораздо более низких температурах; поэтому они не осложнены никаким темновым током.

в этом кристалле F' -центры стабильны при температурах, меньших 300°K (см. § 247).

Ординаты показывают силы токов, вызванных светом при четырех различных температурах; спектральные характеристики облучающего света указаны вверху рисунка, продолжительность его действия отложена по оси абсцисс. Во всех четырех частях рисунка при поглощении света в F -полосе, т. е. при электронном переходе $F \rightarrow F'$, площадь под кривой ток — время α имеет вид прямоугольника. *Заштрихованная* часть площади под этой кривой обусловлена электронами при их возвращении из

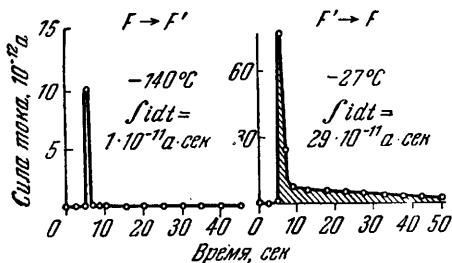


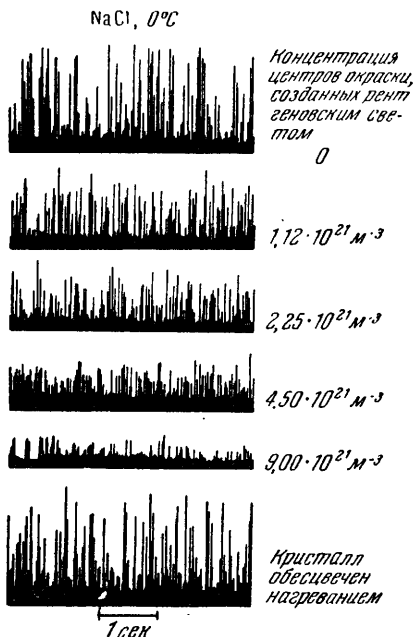
Рис. 425. В кристалле KCl переход $F' \rightarrow F$, происходящий в результате медленной тепловой диффузии, сопровождается выделением значительно большего количества электричества, чем в случае оптического перехода $F \rightarrow F'$.

превосходит их путь, который они проходят под действием света, приводящего к превращению $F \rightarrow F'$, всего лишь в 3—5 раз (например, в NaCl). В KCl, однако, отношение этих путей составляет 20—100, а в RbCl оно достигает по порядку величины 10^4 . Поэтому при возвращении $F' \rightarrow F$ электрон проявляет себя гораздо большей величиной тока, чем при оптическом переходе $F \rightarrow F'$ (рис. 425). Площадь под кривой ток — время, *заштрихованная в клетку*, возникает при поглощении света в полосе F' . Тогда время пребывания электронов в состоянии F' -связи уменьшается и тем самым тепловая диффузия ускоряется.

При $+30^\circ\text{C}$ термическая диффузия электронов во время темновой паузы лишь едва заметна, при $+80^\circ\text{C}$ она наступает уже при поглощении света в полосе F . Она продолжается во время темновой паузы и через 20 сек начинает ускоряться в результате поглощения света в F' -полосе. Наконец, при $+235^\circ\text{C}$ главная часть тепловой диффузии уже совпадает по времени с освещением в F -полосе. Лишь малый остаток диффузионного процесса еще заметен в начале темновой паузы.

F' -центра в F -центр. Как сказано в предыдущем параграфе, оно происходит в результате медленной тепловой диффузии электронов. При тепловом движении электроны неоднократно, а иногда и очень часто локализируются на анионных вакансиях, образуя возбужденные центры окраски (F^*), прежде чем закрепиться в результате перехода $F^* \rightarrow F$ в F -связи. Путь электронов, обусловленный тепловой диффузией, ведущей к превращению $F' \rightarrow F$,

Важное свойство центров окраски, а именно их способность служить также и *акцепторами* электронов, иллюстрируется еще одним опытом (рис. 426). В этом опыте тонкая пластинка из NaCl облучается α -частицами, в результате чего происходит высвобождение электронов. Каждая α -частица вызывает импульс тока, который регистрируется шлейфовым осциллографом (соединенным с кристаллическим счетчиком). В верхней части рисунка изображены осциллограммы таких импульсов тока в кристалле, лишенном центров окраски. Следующие осциллограммы получены на кристаллах, содержащих центры окраски: чем больше концентрация последних N_v , тем меньше импульсы тока. На нижней осциллограмме центры окраски удалены вновь. Импульсы тока снова выросли до того значения, что и на верхней осциллограмме.



§ 249. Оптическая диссоциация КН в бромистом калии. При встраивании центров окраски в щелочно-галоидный кристалл отдельные ионы галогена заменяются электронами. Можно также заместить эти ионы не электронами, а отрицательными ионами водорода H^- . Тогда получаются смешанные кристаллы, в которых гидрид щелочного металла может быть подвергнут фотохимическому разложению. Опыты приводят к результатам, иллюстрируемым на рис. 427 и 428.

Кристаллический гидрид калия (рис. 427, справа) имеет спектр поглощения, сходный со спектром кристаллического KBr (рис. 427, слева). Различие между ними состоит лишь в том, что в спектре КН полосы шире, чем в спектре KBr . На рис. 428 приведен для трех температур спектр поглощения

Рис. 426. Влияние центров окраски, действующих как акцепторы электронов, на импульсы тока, создаваемые α -частицами в пластинке NaCl толщиной 0,1 мм.

Центры окраски образованы фотохимическим путем с помощью рентгеновского света. На подлинниках фотографий под осью времени — абсциссой — были видны небольшие помехи, обусловленные усилителем. При репродуцировании снимка они были удалены.

кристалла КВг, в котором приблизительно один из 10^5 ионов брома замещен ионом Н-. Иначе говоря, это спектр смешанного кристалла ¹⁾ с малой концентрацией КН.

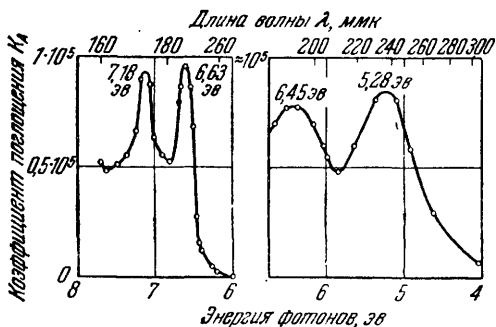


Рис. 427. Начало спектров поглощения беспримесных кристаллов КВг (слева) и КН (справа) при комнатной температуре. Видны оба первых максимума поглощения.

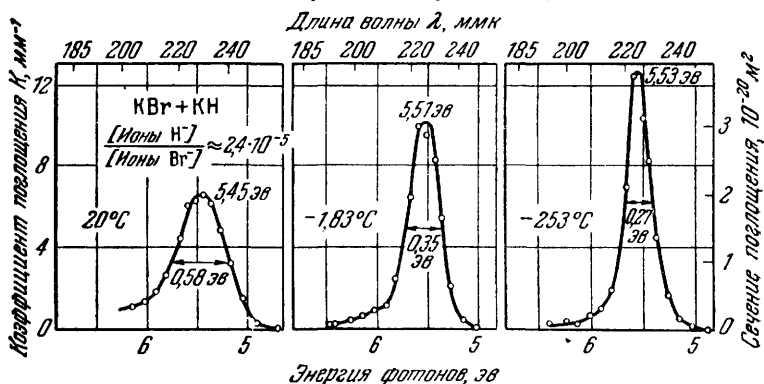


Рис. 428. Первая полоса поглощения в спектре смешанного кристалла КВг+КН, в котором из $6 \cdot 10^4$ ионов Вг⁻ один заменен ионом Н-. Измерена разность поглощения в таком кристалле и беспримесном кристалле КВг при трех различных температурах. (Концентрация отрицательных ионов водорода $N_v = 3,1 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$.)

Первая полоса КН в решетке КВг (часто называемая U-полосой) сдвинута на 0,17 эв в коротковолновую сторону, но,

¹⁾ Для получения такого смешанного кристалла сначала растворяют пары калия в нагретом кристалле КВг. При этом кристалл окрашивается в темно-синий цвет (F-полоса центров окраски). Затем заставляют диффундировать в нагретый кристалл молекулярный водород H_2 под давлением около 50 атм. Водород соединяется с калием, образуя КН, и при этом в видимом свете кристалл опять становится прозрачным, как стекло (демонстрационный опыт).

несмотря на это, все еще хорошо отделяется от первой полосы КВг. Для частоты максимума полосы поглощения при комнатной температуре (даже в этом случае, когда уже сам растворитель является смешанным кристаллом, например $KCl+KBr$) справедливо эмпирическое соотношение

$$\nu \cdot a^{1,15} = 3,63 \cdot 10^4 \text{ м}^{1,15} / \text{сек},$$

где a — кристаллографическая постоянная решетки.

Температурная зависимость формы и положения U -полосы такая же, как и у F -полосы.

В кристаллах КВг, sensibilizированных ионами H^- , удается установить два важных фотохимических явления.

1. Поглощение света в полосе КН уменьшает ее высоту. В качестве *видимого* продукта реакции появляются центры окраски. Число образовавшихся центров окраски можно измерить в демонстрационном опыте, лучше всего электрическим методом, по тепловой диффузии электронов. Подробности приведены на рис. 429 и в подпункте к нему. Квантовый выход у этой фотохимической реакции (поскольку она осуществляется через промежуточные реакции) тоже сильно зависит от температуры (рис. 430).

2. Вместо видимого света пользуются *рентгеновским светом*. Вследствие малой концентрации КН рентгеновский свет поглощается только основным веществом, т. е. решеткой КВг. Несмотря на это, происходит то же, что и при поглощении ультрафиолетового света в полосе КН: последняя ослабляется и вместо нее появляется F -полоса центров окраски.

В обоих случаях чисто химическое истолкование оказывается недостаточным. Оптическая диссоциация КН на нейтральный:

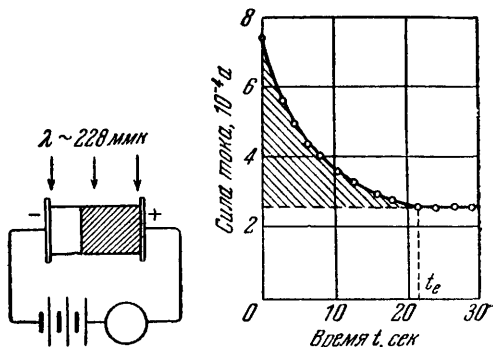


Рис. 429. Демонстрационный опыт по электрическому измерению числа N_e центров окраски, образующихся в кристалле КВг, sensibilizированном ионами H^- , при поглощении N_a фотонов.

Вначале центры окраски как синее облако заполняют весь кристалл (при достаточно большой толщине кристалла они уже не видимы, т. е. не являются «скрытыми»). Затем накладывается электрическое поле, и это облако движется как целое к аноду; задний фронт его резко ограничен (см. левую часть рисунка). Движение облака следует механизму n -проводимости («Электричество», § 228). Во время этого движения электрический ток изменяется так, как показано в правой части рисунка. К моменту времени t_e облако покидает кристалл, и ток достигает своего постоянного значения, обусловленного лишь перемещением ионов. Из $\int I dt = Q$ находят иско-

$$N_e = \frac{Q}{e} \quad (e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ асек}).$$

калий и нейтральный водород немедленно сопровождалась бы обратной реакцией, т. е. рекомбинацией калия с атомарным водородом. Кристаллическая решетка должна играть существенную роль в образовании стабильных центров окраски. Это вытекает уже из сказанного в § 245.

Возникновение центров окраски возможно при выполнении двух условий: необходимо наличие свободных электронов и,

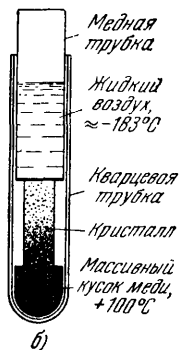
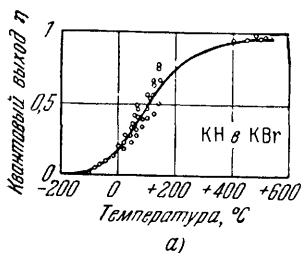


Рис. 430. Влияние температуры на квантовый выход фотохимического образования центров окраски в кристалле KBr, чувствительном к ионам H^- (а), и соответствующий демонстрационный опыт (б).

При равномерном облучении окрашивается только нагретая часть кристалла. Квантовый выход η равен отношению числа образовавшихся центров окраски к числу поглощенных фотонов.

вакансии¹⁾). Последние могут захватывать электроны и стабилизировать их в виде центров окраски.

При поглощении рентгеновского света ионы Br^- теряют свои валентные электроны и превращаются в нейтральные атомы брома. Последние восполняют свои потери, отнимая электроны у ионов водорода H^- ²⁾). При этом возникают нейтральные атомы водорода, а далее все происходит так, как описано выше.

¹⁾ Наличие анионных вакансий можно доказать оптическим методом. Если в анионном узле отсутствует отрицательный заряд, т. е. он пуст или нейтральным атомом водорода, то такой узел создает полосу поглощения, которую мы обозначим через U' , а позже будем обозначать через α . Эта полоса аналогична полосе β , описанной в § 245, в том смысле, что вблизи нее первая полоса поглощения KBr несколько сдвигается в длинноволновую сторону.

²⁾ Переход электрона от иона H^- к атому Br осуществляется в результате дырочной проводимости («Электричество», § 230а).

В обоих рассмотренных выше реакциях фотохимического превращения КН в КВг центры окраски возникают без сколько-нибудь заметных перемещений электрических зарядов.

§ 250. Фотохимическая сенсбилизация. В фотохимии и в особенности в фотографии сенсбилизация играет очень большую роль. Она должна обеспечить выполнение двух задач:

1. При помощи надлежащим образом подобранных нарушенных решеток — лучше всего путем введения в кристалл вполне определенных в химическом отношении примесей — сделать кристаллы чувствительными к облучению длинноволновым светом, на который они не реагируют в идеальном, ненарушенном, состоянии.

2. Создать условия, при которых продукты реакции стабилизируются, т. е. воспрепятствовать спонтанному протеканию реакции в обратном направлении.

В этом смысле КН, который мы добавляем в КВг, служит типичным сенсбилизатором. В предыдущем параграфе было ясно показано, каким именно образом сенсбилизатор КН выполнял обе сформулированные выше задачи.

В качестве еще одного, весьма эффективного сенсбилизатора для КС1 и КВг следует назвать K_2O . Это вещество позволяет создавать в этих кристаллах центры окраски в результате одного лишь облучения видимым светом. Двухвалентный ион кислорода O^{--} может занять место одновалентного иона галонда (например, Vg^-) лишь при условии, что по соседству будет создана дополнительная анионная вакансия, т. е., скажем, будет удален ион Vg^- .

Сенсбилизация часто возникает благодаря присутствию в решетке дефектов неизвестного происхождения, которых никогда нельзя полностью избежать в процессе получения кристалла. Приведем два примера.

1. Если кристалл КВг поглощает фотоны в области длинноволнового участка своего спектра поглощения, то образуются центры окраски; измеримых перемещений электрических зарядов при этом не наблюдается (как и в случае реакции $КН \rightarrow К + Н$). При этом квантовый выход реакции вначале равен единице, а затем очень сильно падает. Концентрация центров окраски часто остается столь низкой, что даже в кристаллах толщиной в 1 см нельзя заметить никаких следов окрашивания. В этом случае пользуются *электрическим* методом. Центры окраски заставляют поглощать свет, чем обращают направление реакции в противоположную сторону. Это обращение (снова как и в случае реакции $КН \rightarrow К + Н$) связано с легко измеримым перемещением электрических зарядов.

2. В алмазах так же, как и в КВг, поглощение начинается лишь в ультрафиолетовой области (см. рис. 414). Несмотря на это, даже в чистейших алмазах можно вызвать фототоки с помощью света, излучаемого зажженной спичкой. Облучение ультрафиолетовым светом создает в видимой части спектра ($\lambda > 650$ мкм) новую область поглощения. Если заставить алмаз поглощать в этой длинноволновой области ($\lambda > 650$ мкм), то можно снова наблюдать фототок. При этом вновь устанавливается исходное состояние (1921 г.). Все происходит так же, как при реакции $F \rightleftharpoons F'$.

§ 251. **Фотография.** Если говорить о практическом использовании фотохимических процессов в кристаллах, то здесь на первом месте стоит фотография. Светочувствительные слои фотографических пленок и пластинок содержат крохотные полученные химическим осаждением зерна бромистого серебра. В основном к $AgVg$ применимо все, что было сказано о щелочно-галогидных солях, в особенности о КВг. Поэтому КВг может отлично служить *модельным веществом* для того, что разыгрывается в $AgVg$ до химического проявления.

Беспримесные и свободные от дефектов кристаллы $AgVg$ столь же нечувствительны к свету, как и кристаллы КВг. В кристаллах $AgVg$ также приходится удерживать созданные поглощением фотонов центры окраски от немедленной рекомбинации с другим участником реакции; необходимо, прежде всего, избегать появления *атомов брома*. Для подобной «сенсбилизации» в $AgVg$ также используют чужеродные по отношению к данной решетке добавки, в особенности сернистые соединения серебра. Последние обычно образуются на поверхности зерен в процессе «*созревания*» эмульсии. При этом сера берется из связующей среды (желатина). Более действенным оказывается встраивание сернистых соединений внутрь кристаллических зерен.

Другие примеси, например AgJ в малых концентрациях или *красители*, адсорбированные на поверхности зерен, вводятся для того, чтобы увеличить чувствительность фотографических слоев в области длинных волн — еще дальше, чем это делают сами стабилизирующие примеси. Несмотря на все меры, для фотографических слоев получается отнюдь не больший квантовый выход (см. § 210), чем у нашего простого модельного вещества. Равным образом, сохраняется и неблагоприятное влияние понижения температуры на квантовый выход (см. рис. 430).

Как и в случае поглощения рентгеновского света в сенсбилизированном КВг, весь свет, поглощенный зернами $AgVg$, также оказывается фотохимически активным. Иными словами, не обязательно, чтобы спектральный состав света относился к области поглощения сенсбилизующих примесей.

Время жизни центров окраски в AgBr (в общем, всегда ассоциированных с другими частицами, входящими в состав решетки) лишь при низких температурах достаточно продолжительно для того, чтобы их можно было обнаружить оптическим методом. При обычной, комнатной, температуре центры окраски соединяются в комплексы большего размера. В образовании последних важную роль играет диффузия ионов и электронов. Свободные электроны имеют в AgBr значительно большее время жизни, чем в KBr . Поэтому в AgBr , в отличие от KBr , довольно трудно подавить процесс комплексообразования.

Комплексы образуют «зародыши», на которых может начаться процесс химического проявления. При нормальной экспозиции зерно фотоматериала должно поглотить около 100 фотонов, прежде чем расположенный на его поверхности зародыш достигнет величины, достаточной для того, чтобы инициировать процесс химического проявления. В результате ионного процесса проявитель восстанавливает зерна, содержащие зародыши, до металлического серебра. Численность образующихся в результате восстановления атомов серебра превосходит численность поглощенных фотонов примерно в 10^8 раз. Таким образом, проявление представляет собой исключительно большое «усиление».

Скрытость, невидимость, запечатлевшегося изображения издавна считалась явлением загадочным, присущим только фотографической пластинке, к чему, однако, нет никаких оснований. Для нормальной экспозиции фотографической пластинки требуется то же число фотонов, поглощенных в единице объема, N_v , что и для создания видимой окраски в кристаллах KBr , демонстрируемой в лекционном эксперименте (см. рис. 429 и 430). Но толщина слоя кристаллов AgBr на фотографической пластинке составляет около 1 мк. В слоях такой малой толщины центры окраски в сенсibilизированных смешанных кристаллах KBr также остаются «скрытыми». Лишь при толщинах порядка 1 см они становятся заметными для глаза. Проведем простое сравнение. В слое толщиной в несколько метров вода кажется голубой («Голубой грот» на острове Капри); в стакане, где толщина водяного слоя незначительна, вода бесцветна. Сегодня все это звучит тривиально. Если, однако, ознакомиться с имеющейся по этому поводу литературой, то можно убедиться в том, что в течение ряда десятилетий (до 1930 г.) многие ученые напрасно ломали себе голову над мнимой проблемой невидимости скрытого фотографического изображения.

§ 252. Люминесценция кристаллофосфоров. Оптические явления. Современное определение термина «фосфоресценция» (см. § 214) позволяет четко отделить это понятие от того, что

обозначается термином «флуоресценция». Рассмотренная в § 215 молекулярная фосфоресценция основана на электронных переходах, совершающихся внутри молекулы. В противоположность этому, в случае люминесценции кристаллофосфоров¹⁾ (называемой также «фосфоресценцией кристаллов») речь идет о явлениях, разыгрывающихся в кристаллических областях, размеры которых на порядки величин превышают диаметр молекул. Как будет показано ниже, это вытекает из ряда электрических явлений, сопровождающих люминесценцию кристаллофосфоров.

Начнем с некоторых, частью давно известных фактов. Важнейшими кристаллофосфорами являются сульфиды щелочно-земельных металлов, а также цинка и кадмия. Получение кристаллофосфора CaS путем сжигания устричных раковин известно уже в течение многих столетий. Коммерческое название этого фосфора — «бальменовская краска»²⁾. Свободный от примесей, стехиометрический сульфид не фосфоресцирует. Фосфоресценция возникает после сенсibilизации кристалла путем введения ничтожных количеств (порядка 10^{-4} моль.%) сульфидов других металлов, например CuS в ZnS или Bi_2S_3 в CaS³⁾. Примеси создают новые полосы поглощения. В некоторых благоприятных случаях (например, CaS и SrS с примесью висмута) удастся уверенно выделить первую полосу поглощения, еще не «замазанную» сильным поглощением основного вещества (Вальтер, 1912 г.). Кристаллофосфор можно возбудить путем поглощения излучения как в основном веществе, так и в примесях. Излучение запасенной энергии ускоряется при повышении температуры («термовысвечивание»). Нередко такое же действие оказывает облучение длинноволновым (обычно инфракрасным) светом; фосфор, доселе темный, дает «вспышку» (Дамс, 1904 г.). В иных случаях перевешивает другой процесс, именовавшийся раньше «гашением», а теперь обычно называемый «тушением»⁴⁾: запасенная энергия высвобождается без излучения света, как правило, превращаясь в тепло.

¹⁾ Термин «люминесценция» охватывает как флуоресценцию, так и фосфоресценцию. (Прим. ред.)

²⁾ В. Бальмен, уроженец Гельголанды, работал в Англии химиком (1817—1880 гг.).

³⁾ На этом примере Вернейль установил в 1886 г. важное значение примесей посторонних металлов. В ZnS достаточно уже создать стехиометрический избыток цинка.

⁴⁾ Это явление было известно уже в 1800 г., см. Гете, Учение о цвете, § 678.

§ 253. Объяснение люминесценции кристаллофосфоров через сопровождающие ее электрические и фотохимические процессы. Сульфиды, составляющие основное вещество кристаллофосфора, например CaS и ZnS , имеют в непоглощаемой области спектра показатели преломления, существенно превышающие значение $n=2$. Поэтому они обладают фотопроводимостью (см. § 241) и в них возникают неизбежно связанные с последней фотохимические реакции. Это справедливо уже для несенсибилизированных сульфидов и притом в силу тех же причин, что и в беспримесном алмазе. В решетке всегда имеются дефекты

в количестве, достаточном для того, чтобы стабилизировать в измеримых концентрациях продукты фотохимической реакции. На рис. 431 показан простой демонстрационный опыт по оптическому обнаружению этих продуктов реакции в беспримесном и, следовательно, не люминесцирующем ZnS . При облучении слоя кристаллического порошка ультрафиолетовым светом он начинает сильнее поглощать красный свет, ибо продукты реакции обладают поглощением в красной области спектра. После прекращения облучения продукты реакции исчезают за несколько секунд. Они снова распадаются под действием красного света, в результате чего прозрачность кристаллического слоя снова восстанавливается до прежнего значения.

Как уже говорилось выше, этот опыт производится с беспримесным, следовательно, не люминесцирующим ZnS . Если взять сернистый цинк, сенсибилизированный («активированный») медью, т. е. взять ярко люминесцирующий кристаллофосфор ZnS-Cu , то качественная сторона явления остается прежней. С этим мы уже сталкивались раньше при исследовании спектрального распределения фотоэлектрической чувствительности.

В течение многих десятилетий яркое, разноцветное излучение, возникающее при самостоятельном электрическом разряде в разреженных газах, отвлекало внимание исследователей от существенных явлений, протекающих в подобных системах. С люминесценцией кристаллофосфоров произошло то же самое.

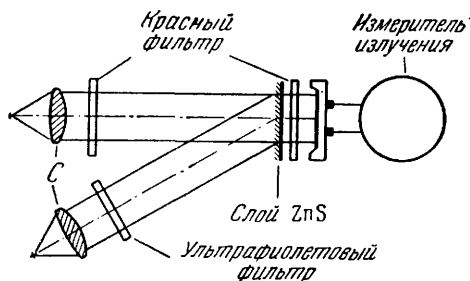


Рис. 431. Оптическое выявление фотохимических продуктов реакции (метастабильных возбужденных состояний) в беспримесном кристалле ZnS .

Источником света служат две дуги.

Для понимания процессов, протекающих в кристаллофосфорах, излучение света следует считать совершенно второстепенным явлением. *Суть механизма люминесценции кристаллофосфоров выявляется в опытах с фотоэлектрическими токами (1923 г.).*

К сожалению, наилучшие активированные кристаллофосфоры существуют обычно в виде мелкокристаллических порошков. Пользуясь ими, все же можно провести качественное наблюдение электрических токов, сопровождающих запасание световой энергии и ее отдачу; эти явления нетрудно продемонстрировать в лекционном опыте. Для количественных наблюдений целесообразно воспользоваться, так же как и в случае фотографии, моделью. В качестве такой модели особенно подходит кристалл NaCl, сенсibilизированный центрами окраски (к сожалению, его излучение лежит в инфракрасной области спектра). Тогда достаточно сопоставить количественные результаты опытов по фотопроводимости, показанных на рис. 424, с данными старых оптических наблюдений, сделанных на люминесцирующих в видимой области кристаллофосфорах. При этом получается следующее:

В течение промежутка времени α (см. рис. 424, I) идет только запасание энергии. Распад продуктов реакции ведет к излучению света. Поскольку во время темновой паузы температура низка, это излучение света исчезающе слабо. Впрочем, как распад, так и свечение ускоряются при облучении длинноволновым светом в области поглощения, обусловленного продуктами реакции (на рисунке — площадь, заштрихованная в клетку).

На рис. 424, II интенсивность теплового движения уже достаточна для того, чтобы во время возбуждения могли происходить распад и свечение (заштрихованные площади). Здесь снова как распад, так и свечение ускоряются при поглощении длинноволнового излучения продуктами реакции.

На рис. 424, III при 125°C значительная часть запасенной энергии излучается обратно уже в процессе возбуждения.

На рис. 424, IV после окончания возбуждения остается лишь малая часть продуктов реакции. Возбуждение, распад и свечение практически совпадают во времени.

§ 254. Применение модели кристаллофосфора. Полученные в опытах с моделью кристаллофосфора фотохимические и электрические результаты делают хорошо понятными свойства кристаллофосфоров заданного состава. Покажем это на двух примерах. Для разнообразия будем пользоваться не фотохимической картиной, а представлениями, основанными на схеме энергетических уровней (рис. 432). В качестве основного вещества возьмем SrS.

У модельного фосфора, т. е. у кристалла NaCl, активированного центрами окраски, последние одновременно выполняют две функции — функцию доноров и функцию акцепторов электронов. В сернистом стронции, напротив, эти функции разделены между двумя различными чужеродными ионами, встроенными в решетку для ее сенсibilизации. Донорами электронов служат ионы Eu^{++} , акцепторами — ионы Sm^{+++1}). Говоря о ионах, мы здесь и в дальнейшем будем подразумевать «ион под

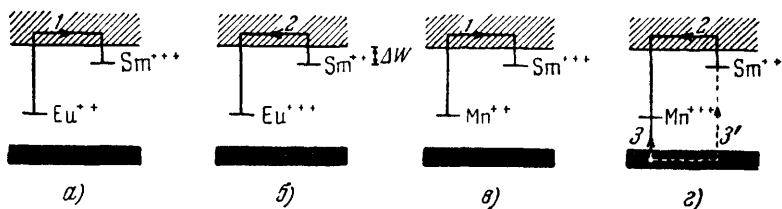


Рис. 432. Схемы энергетических уровней двух невозбужденных кристаллофосфоров (а и в) и двух возбужденных кристаллофосфоров (б и г).

Горизонталь служит пространственной координатой. Она позволяет схематически локализовать такие энергетические уровни, которые существуют лишь в ограниченных малых областях кристалла (в областях, окружающих чужеродные, встроенные в решетку ионы). На рис. 432, г переходы 2 и 3 осуществляются изменением положения электрона, а переход 3' — изменением положения дырки. Кристалл переходит из возбужденного состояния в невозбужденное (в) не только в результате перехода 2, но и в результате совместных переходов 3 и 3'. (Дырочный переход, отвечающий стрелке, направленной вверх, означает уменьшение запасенной энергии.) Уровень Mn^{++} считается расположенным ниже, чем уровень Eu^{++} .

воздействием кристаллической решетки». Фосфор в невозбужденном состоянии описывается схемой уровней а. Показанный на ней переход 1 ведет к появлению метастабильного возбужденного состояния (рис. 432, б). В схеме уровней б переход 2, сопровождающийся излучением света, может перевести систему в исходное невозбужденное состояние (а). Переход 2 может произойти лишь в том случае, если тепловое движение или поглощение света ионом Sm^{++} сообщит последнему небольшую энергетическую добавку ΔW (отсюда — падение яркости с понижением температуры). Спектральный состав фосфоресцентного излучения определяется в этом случае только свойствами *донора*, т. е. европия.

Во втором примере в качестве донора электрона выбран ион Mn^{++} . Здесь переход 1 приводит к появлению возбужденного состояния (рис. 432, г). В этом случае спектр *термовысвечивания* обусловлен частью донором (т. е. Mn^{++}), частью

¹⁾ Этими фосфорами, дающими особенно эффектную инфракрасную вспышку, мы обязаны Ф. Урбаху (1938 г.).

акцептором (Sm^{++}). Поэтому кроме перехода 2 должен происходить еще и третий переход. Как показывает рис. 432, *г*, он состоит из двух переходов — 3 и 3'. Ион Mn^{++} отнимает в процессе теплового движения электрон у основного вещества SrS (переход 3); тогда в ранее целиком заполненной нижней полосе уровней на схеме 2 появляется дырка, которая диффундирует к иону Sm^{++} (переход 3') и превращает последний в исходный ион Sm^{++} . При этом излучается квант света и восстанавливается исходное состояние (рис. 432, *в*).

Мы ограничимся этими двумя примерами. Тот частично фотохимический подход к рассмотрению явлений, которым мы здесь пользовались, позволяет понять, почему кристаллофосфоры разного состава могут обладать различными индивидуальными свойствами. Разнообразнейшие связи, образующиеся в твердых телах между зарядами, дислокациями и чужеродными примесями, обладают конечными временами жизни.

§ 255. Излучение света кристаллофосфорами в электрических полях. В предыдущих параграфах было показано, что современные представления о механизме люминесценции кристаллофосфоров основаны на результатах изучения фотоэлектрической проводимости в кристаллах. Естественные соображения

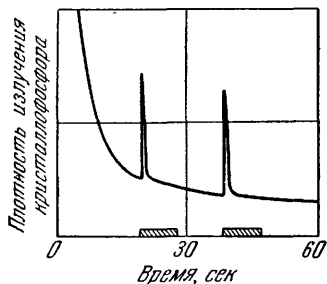


Рис. 433. Разрушение возбужденных состояний в фосфорах внешним электрическим полем.

Поле налагалось в течение интервалов времени, отвечающих заштрихованным участкам на абсциссе.

Наложенные на кривую «пики» возникают при каждом кратковременном наложении электрического поля; при этом фосфор «вспыхивает» (1920 г.). Полезно сравнить сказанное здесь с тем, что говорилось в конце § 247.

В сильных переменных электрических полях кристаллофосфоры светятся даже без предварительного возбуждения светом. Это явление уже нашло техническое применение (создание электролюминесцентных источников света).

§ 256. Внешний и, в частности, селективный фотоэффект. В картине фотохимических явлений в кристаллах и люминесценции кристаллофосфоров существенную роль играют перемещения электричества *внутри* кристалла, возникающие в резуль-

тате высвобождения электрических зарядов поглощенным светом. Эти перемещения создают в электрических полях «фотоэлектрические токи». При этом часть носителей электрического заряда высвобождается внутри самого кристалла (*первичные*

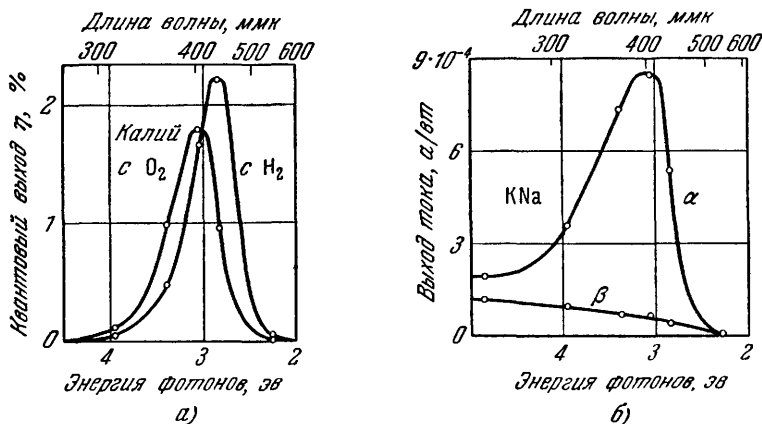


Рис. 434. Влияние длины волны на квантовый выход η при селективном фотоэффекте на калии в среде, содержащей водород или кислород (а), и влияние ориентации электрического вектора световой волны на выход тока при селективном фотоэффекте на безупречно отражающем жидком сплаве К с Na (б).

В максимуме получают фототок порядка 10 *ма* на 1 *вт* мощности поглощенного излучения. Такие квантовые выходы были получены сразу же при открытии данного явления. Многочисленные позднейшие условия не смогли их улучшить. Были, однако, достигнуты успехи в отношении увеличения стабильности щелочных фотоэлементов и главным образом в направлении создания фотоэлементов, чувствительных к длинным волнам. Активное поглощение света происходит не в сплошном металле, а в невидимом адсорбированном слое. Ток, возникающий при различной длине волны, можно относить к одинаковому числу падающих квантов, а не к одинаковой мощности падающего излучения. Тогда точки в коротковолновой области будут сдвинуты вверх и кривая β будет возрастать монотонно. Напомним, что квантовый выход η равен отношению числа вырванных из металла электронов к числу поглощенных фотонов. Выход тока равен отношению силы тока к мощности падающего излучения.

электроны), а часть поступает в кристалл из надлежащим образом подобранных электродов, замещая электроны, «вытянутые» из кристалла полем (*вторичные электроны*). Эти явления описываются в томе «Электричество» (§ 232). Здесь мы остановимся еще раз на внешнем фотоэффекте с поверхностей металлов.

В § 149 мы подробно разобрали влияние частоты излучения на кинетическую энергию электрона; вопрос о числе электронов мы, напротив, не затрагивали вовсе. Данные о выходе тока и о квантовом выходе могут рассматриваться лишь после ознакомления с § 245.

У фотоэлементов, составляющих ныне неотъемлемые орудия науки и техники (см., например, рис. 7), катоды обычно изготовляют из щелочных металлов¹⁾, обработанных активным водородом, кислородом, серой и т. д. На рис. 434, а показано весьма селективное распределение квантового выхода для двух таких калиевых фотоэлементов. Их фотокатоды кажутся обычно темными и не напоминают по виду металлы. При измерениях падающий свет поглощался целиком, поскольку фотоэлементы были сконструированы как «абсолютно черное тело».

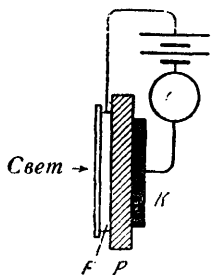


Рис. 435. Установка для получения селективного фотоэффекта в невидимом слое между калием и стеклом (1925 г.).

Пластинка P служит окошком в левой части эвакуированной стеклянной трубки. Следует ограничиться лишь малыми количествами протекающего электричества: в противном случае электрическое поле искажается. Квантовый выход в максимуме спектра имеет порядок величины $\eta = 10$. Стало быть, высвобождение первичных электронов сопровождается высвобождением вторичных. По-видимому, они берут начало из коллоидных частиц, на поверхности которых адсорбируются атомы калия в виде центров окраски.

На рис. 434, а показано весьма селективное распределение квантового выхода для двух таких калиевых фотоэлементов. Их фотокатоды кажутся обычно темными и не напоминают по виду металлы. При измерениях падающий свет поглощался целиком, поскольку фотоэлементы были сконструированы как «абсолютно черное тело». На оптически безупречных зеркальных поверхностях сплавов калия и натрия можно измерить лишь «выход тока», определяемый так, как указано в подписи к рис. 434. В измерениях, результаты которых показаны на рис. 434, б, падающий свет имел угол падения 60° . В случае кривой α электрический вектор лежал в плоскости падения, в случае кривой β он был перпендикулярен к ней. Электрическое поле света имело лишь в случае α компоненту, перпендикулярную к поверхности металла; следовательно, наличие последней необходимо для возникновения селективного фотоэффекта. На шероховатых, не отражающих, поверхностях (см., например, рис. 434, а) это условие реализуется всегда.

Спектральное распределение селективного фотоэффекта имеет на рис. 434, а вид, сходный с тем, который наблюдается у оптических полос экстинкции в щелочно-галогидных кристаллах, содержащих стехиометрический избыток щелочного металла. Селективный фотоэффект позволяет измерить электрическим методом оптическую полосу экстинкции.

Подобный подход опирается прежде всего на один, к сожалению, малоизвестный опыт: селективный фотоэффект удается наблюдать не только на свободных поверхностях, но и на границах раздела между двумя твердыми телами. На рис. 435 какая-нибудь изолирующая кристаллическая или стеклянная пла-

¹⁾ Создание щелочных фотоэлементов (1891 г.) и их внедрение в технику измерения излучения является одной из крупных заслуг Юлиуса Эльстера и Ганса Гейтеля, двух учителей гимназии в Вольфенбюттеле (ср. Gött. Nachr. 69 (1923)).

стинка P с правой стороны покрыта толстым слоем калия K , а к левой ее стороне прилежит прозрачный жидкий электрод F . При освещении пластинки возникают легко измеримые токи. Вначале они пропорциональны мощности излучения. Их спектральное распределение такое же, как на рис. 434, *a*. Направление поля не сказывается на возникновении токов. Поэтому местом возникновения электронов не может быть блестящая поверхность массивного калия; они рождаются в мелкодисперсном металле, образующем тонкий невидимый пограничный слой между калием и изолятором.

Тонко диспергированный металл на поверхности плоских зерен обладает, как показывает опыт, сильным дихроизмом. Этот дихроизм дает ясные указания о влиянии направленности электрического вектора световой волны.

ГЛАВА XIX

ЗРИТЕЛЬНОЕ ОЩУЩЕНИЕ И ФОТОМЕТРИЯ

§ 257. Предварительные замечания. Как и остальные органы чувств, глаз является, прежде всего, объектом физиологического и психологического исследований. Тем не менее физик также обязан знать кое-что о важнейших особенностях своего зрительного ощущения.

Все, что видит наш глаз, включая сюда наше тело, состоит из поверхностей, имеющих ту или иную окраску; эта окраска может быть цветной или нецветной (серой), цвета могут быть насыщенными или ненасыщенными. Мы видим эти распределенные в пространстве поверхности более светлыми или менее светлыми, а нередко и блестящими. В §§ 265—269 будет показано, при каких условиях возникают ощущения цвета и блеска.

Освещение имеет очень важное значение для работы человека; вследствие этого возникла необходимость разработки фотометрии, т. е. метода, оценивающего мощность излучения по его влиянию на *зрительное ощущение* (см. § 260). Основы фотометрии рассматриваются в §§ 258—264.

§ 258. Методы изменения облученности. В опытах, о которых рассказывает эта глава, необходимо быстро и удобно изменять облученность b . Она определяется соотношением

Облученность $b =$

$$= \frac{\text{Сила излучения } J_{\phi} \text{ источника}}{(\text{Расстояние } R \text{ от источника})^2} \cdot \quad (30в)$$

Рис. 436. Вращающийся секторный диск, изменяющий среднее по времени значение силы излучения. Больше 30—60 затемнений в секунду глаз не воспринимает. Кружок показывает поперечное сечение светового пучка. Салазки позволяют перемещать секторный диск в направлении двусторонней стрелки.

Это уравнение указывает на две возможности изменения b : во-первых, можно изменять в знаменателе расстояние R между источником излучения и облучаемой поверхностью ΔF , на кото-

рую свет падает перпендикулярно; во-вторых, можно изменять в числителе силу излучения J_0 на пути от источника к приемнику. Что касается экспериментальных способов изменения силы излучения, то в дальнейшем мы ограничимся всего лишь двумя из них:

1. Вращающийся секторный диск, показанный на рис. 436. Этот диск изменяет лишь среднее по времени значение силы излучения, но зато его действие совершенно не зависит от используемой области спектра. Схематическое изображение этого устройства приведено на рис. 437, α .

2. Две поставленные друг за другом поляроидные пластинки или поляризационные призмы. Они пригодны только для ограниченной спектральной области. Их схематическое изображение приведено на рис. 437, β .

§ 259. Необходимость фотометрии. В физике излучение оценивается по его *мощности* \dot{W} . На рис. 3 (см. § 3) мощность излучения измерялась в каких-либо обычных единицах мощности, например в ваттах. Эта мощность излучения $\Delta \dot{W}$ была заключена в телесном угле $\Delta\varphi$. Тогда по определению

$$\text{Сила излучения } J_0 = \frac{\text{Мощность излучения } \Delta \dot{W}}{\text{Телесный угол } \Delta\varphi}. \quad (30a)$$

Таким образом, сила излучения в физике измеряется как *производная* величина; единицей ее измерения служит *вт/стерад*.

Для зрительного ощущения мощность излучения и производные от нее величины (см. гл. V) сами по себе не имеют смысла. Зрительное ощущение оценивает мощность излучения лишь селективно, в узком спектральном интервале. Поэтому необходимо было разработать такой метод измерения излучения, при котором мощность излучения оценивалась бы лишь по ее воздействию на *глаз*.

§ 260. Принцип фотометрии. Этот принцип очень прост. Пользуясь *зрительным ощущением*, измеряют силу излучения как *новую основную величину*, называемую *силой света*. Единицей этой величины служит новая основная единица, выражающая силу света источника, считающегося нормальным по международному соглашению и носящего название «кандела»¹⁾

¹⁾ Кандела (candela) по-латыни значит свеча. Таким образом силу света обозначают тем же словом, которым в обыденной речи называют покупную вещь, например, стеариновую свечку. [В русской литературе пользуются термином «свеча» (*св*). (Прим. ред.)]

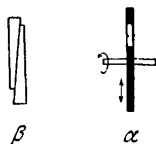


Рис. 437. Схематическое изображение технических устройств двух типов для измерения силы излучения.

(сокращенно *cd*), или свеча (*св*). Смысл изложенного выше разъясняется на рис. 438. Вверху изображена лампа накаливания, сила света которой подлежит измерению, а внизу — три нормальные лампы, для простоты условно изображенные в виде свечей. На каждую из поверхностей $\Delta f'$ наклеены одинаковые образцы печатного текста. Число нормальных ламп подобрано так, что они «освещают» нижнюю поверхность точно так же, как лампа накаливания — верхнюю поверхность. Это значит, что печатный текст на обеих поверхностях читается одинаково легко. Стало быть, для глаза можно заменить лампу накаливания, поставив на ее место три нормальные лампы. Каждая из нормальных

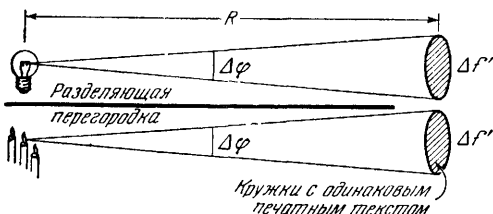


Рис. 438. Пример, иллюстрирующий принцип фотометрии.

Для глаза можно заменить лампу накаливания тремя находящимися в одном месте нормальными лампами, условно изображенными в виде свечек. Вариант, принятый в технике: пользуются всего лишь одной нормальной лампой и ослабляют до одной трети облученность, создаваемую лампой накаливания на верхнем кружке. Средства, позволяющие осуществить это ослабление, указаны в § 258.

лампы, по соглашению, обладает силой света, равной одной свече. Следовательно, сила света лампы накаливания составляет 3 *св*.

Считая силу света новой основной величиной, составим сравнительную таблицу величин, измеряемых фотометрическим и физическим путем.

Для источника

Сила света	вместо	силы излучения	$\left(\frac{\text{Мощность}}{\text{Телесный угол}} \right)$	
Плотность светового потока (яркость)	вместо	плотности излучения (энергетической яркости)	$\left(\frac{\text{Мощность}}{\text{Телесный угол}} \right) /$	Площадь источника Δf
Световой поток, или световая мощность	вместо	потока энергии, или мощности излучения	(Мощность)	

Для приемника

Освещенность	вместо	облученности	$\left(\frac{\text{Мощность}}{\text{Площадь приемника } \Delta f'} \right)$
--------------	--------	--------------	--

Как для источника, так и для приемника

Количество света	вместо	энергии излучения
------------------	--------	-------------------

Таблица 14

Понятие	Определение	Единица *)	Наименование производной единицы для глаза при адаптации	
			световой	темновой
Сила света	Основная величина	Свеча (св)	—	—
Для источника	Плотность светового потока (яркость)	Сила света/Кажущаяся площадь поверхности (см. рис. 113)	$\frac{\text{Свеча}}{\text{с.м}^2}$	10 ⁷ л Скот
	Световой поток	Сила света · Телесный угол	Свеча · Стерadian	Люмен (лм)
Для приемника	Освещенность	$\frac{\text{Световой поток}}{\text{Площадь приемника}} =$	$\frac{\text{Свеча} \cdot \text{Стерadian}}{(\text{Метр})^2} =$	Люкс (лк)
		$= \frac{\text{Сила света источника}}{(\text{Расстояние от источника})^2}$	$= \frac{\text{Свеча}}{(\text{Метр})^2}$	

*) Стерadian — единица телесного угла (см. § 36).

Нормальным источником света¹⁾ в настоящее время служит, согласно международному соглашению, «черное тело» с отверстием площадью в $1/60 \text{ см}^2$ и температурой в 1770°C (температурой затвердевания платины).

Введения в качестве основной величины «силы света» достаточно для того, чтобы все остальные фотометрические величины измерялись как производные величины²⁾. Далее происходит нечто, совершенно излишнее: единицам этих производных величин присваиваются особые наименования, и, таким образом, вся эта безобидная измерительная техника приобретает вид настоящего тайного учения. В табл. 14 мы сопоставим наименования лишь наиболее употребительных производных величин, а по поводу остальных (например, ламберт, фот и т. д.) отошлем читателя к предметному указателю.

§ 261. Определение равенства двух освещенностей. Гетерохромная фотометрия. Фотометрия существует лишь постольку, поскольку существует возможность установить, что две различные поверхности одинаково освещены двумя различными источниками света, или, точнее, воспринять их освещенности как равные. При использовании двух источников света одинаковой структуры, например большой и маленькой вольфрамовой ламп накаливания, работающих в нормальных режимах, установление равных освещенностей не вызывает никаких затруднений. Обе поверхности $\Delta f'$, показанные на схематическом рис. 438, располагают так, чтобы они имели какую-либо общую границу. При равной освещенности поверхностей *последняя исчезает*, две освещенные поверхности сливаются в одну, равенство переходит в тождество. Иначе обстоит дело *при сравнении разнородных источников света*, например натриевой лампы, светящейся желтым светом, и ртутной лампы, свет которой имеет синезеленый оттенок, или же двух угольных дуг, снабженных разными цветными светофильтрами, например одна — красным, а

¹⁾ Таким образом, в фотометрии используют нормальный источник света с широким сплошным спектром. В фонометрии была допущена ошибка — в качестве нормального источника звука был принят источник с одной единственной частотой — 10^3 сек^{-1} (см. «Механика», § 131). В прежнее время нормальным источником света служила лампа, изображенная на рис. 5. Силу ее излучения в горизонтальном направлении называли «свечой Гейфнера». 1 свеча Гейфнера = 0.9 св.

²⁾ Разумеется, можно ввести в качестве основной величины и другую физическую величину, оцениваемую по зрительному ощущению, например плотность светового потока (яркость), являющуюся визуальной оценкой плотности излучения. Тогда сила света станет производной величиной — плотность светового потока \times площадь излучателя, ее единица — свеча — будет соответствовать единице $\text{св} \cdot \text{см}^2$ и т. д. Использование силы света в качестве основной единицы облегчает *экспериментальное* развитие фотометрических методов измерения.

другая — синим. Здесь прежде всего необходимо *определить* понятие равных освещенностей. Для этого существует несколько возможностей.

1. *Резкость видимости.* Такой возможностью мы уже воспользовались в § 260. Теперь представим себе две угольные

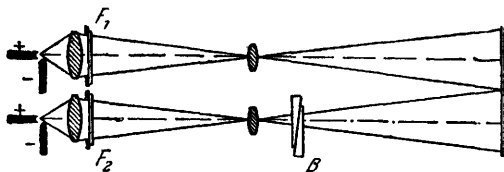


Рис. 439. К определению равных освещенностей по равной резкости видимости.

В этом и в последующих демонстрационных фотометрических опытах освещенность внешнего поля должна составлять примерно 10 св/м^2 . Тогда это поле само диффузно излучает с яркостью около 3 св/м^2 .

дуги, освещающие на листе газеты два соседних прямоугольных поля, одно — красным светом, другое — зеленым (рис. 439). Освещенность одного из полей можно измеримым образом плавно варьировать с помощью устройства β . Оказывается, можно с достаточной определенностью установить одинаковую четкость (удобство чтения) или одинаковую *резкость видимости* на обоих полях. Исходя из этого, одинаковую (независимо от цвета) резкость видимости можно *определить* как признак равной освещенности.

2. *Время запаздывания.* Спроектируем на экран два разноцветных прямоугольных поля так, чтобы они имели общую вертикальную границу. Пусть, кроме того, изображения полей пересечены тенью горизонтального стержня, который перемещается вверх и вниз. При этом его тень оказывается, вообще говоря, не горизонтальной *прямой*, а разрывается на границе обоих прямоугольников (рис. 440). Это значит, что наше сознание воспринимает движения лишь с определенным *запаздыванием*, зависящим от освещенности. Мы снова можем изменять освещенность одного из прямоугольников (устройство β); при этом можно с большой определенностью установить исчезновение разрыва. Отсюда, также независимо от цвета, равное время запаздывания *определяют* как признак равной освещенности.

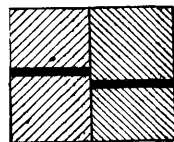


Рис. 440. К определению равных освещенностей по одинаковому времени запаздывания.

В технических фотометрах при различных временах запаздывания получают стереоскопический эффект. Его исчезновение означает равенство освещенностей. *Демонстрационный опыт.* маятник (лучше всего подвешенный на

двух нитях) заставляют колебаться в одной плоскости. Наблюдатель рассматривает его обоими глазами, но помещает перед одним из них темное или цветное стекло. Тогда маятник кажется ему движущимся по эллиптической орбите.

3. *Предельная частота мельканий.* Прерывистое освещение, получающееся, например, при помощи вращающегося секторного диска (рис. 441), вызывает мелькания, которые исчезают,

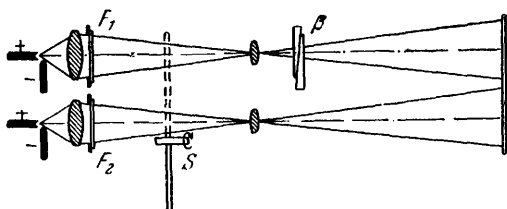


Рис. 441. К определению равных освещенностей по одинаковой предельной частоте мельканий.

если превзойдена некоторая *предельная частота*. Чем больше освещенность (устройство β), тем выше предельная частота. В случае разноцветного освещения равные предельные частоты *определяют* как признак равных освещенностей.

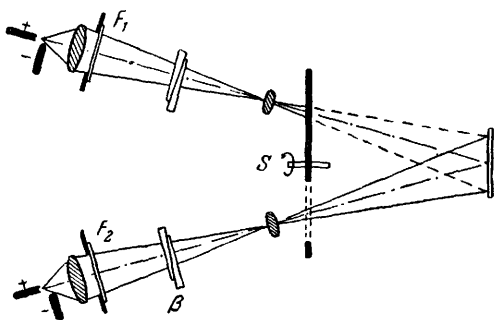


Рис. 442. К определению равных освещенностей по свободной от мельканий смене полей.

4. *Свободная от мельканий смена полей.* Оба разноцветно освещенные поля расположены *не рядом*, как раньше, а *точно наложены друг на друга* (рис. 442). Вращающийся секторный затвор показывает их глазу *попеременно* приблизительно по 10 раз в секунду. Мы видим, вообще говоря, мелькающие цветовые тона. Изменяя освещенность (устройство β), можно уничтожить мелькание. Тогда глаз увидит поле, освещенное

постоянным смешанным цветом. Отсутствие мельканий можно, тоже независимо от цвета, *определить* как признак равных освещенностей.

*Эти различные способы определения равенства двух освещенностей приводят к более или менее совпадающим результатам*¹⁾. С их помощью можно сравнивать и измерять силы света от разнообразнейших источников, выражая их в условленных единицах силы света, т. е. в свечах. *Разумеется, численные значения в фотометрии верны только для среднего нормального человека, да и то при его обычном самочувствии, не измененном в результате каких-либо особых условий.*

§ 262. Спектральное распределение чувствительности глаза, или светового выхода. Объективная фотометрия. В предыдущем параграфе мы видели, что силу света можно измерять в свечах *независимо от его цвета*. Поэтому можно опытным путем определить зависимость отношения

$$E_{\lambda} = \frac{\text{Сила света, измеренная фотометрически в свечах}}{\text{Сила излучения, измеренная физически в вт/стерад}}$$

от длины волны излучения. Величину E_{λ} можно назвать чувствительностью глаза, или световым выходом для длины волны λ . Соответствующие методы измерений достаточно разъяснены в предыдущих параграфах. Результат — среднее за год из измерений, проведенных на сотнях людей, — представлен на рис. 443. Он относится к глазу, адаптированному к свету, т. е. к такому состоянию глаза, которое устанавливается, когда яркость (плотность светового потока) самосветящихся источников света или освещенность несамосветящихся источников превышает 3 св/м^2 . В этом случае максимум кривой чувствительности приходится на длину волны $\lambda = 555 \text{ ммк}$; здесь $E_{\text{макс}} = 680 \frac{\text{св}}{\text{вт/стерад}} = 680 \text{ лм/вт}$. Величине, обратной этому *максимальному значению*, т. е. $1,47 \cdot 10^{-3} \text{ вт/лм}$, часто дают ведущее к недоразумениям название *механического эквивалента света*.

Положение максимума чувствительности глаза удается качественно определить уже с помощью простейших демонстрационных опытов. На экран отбрасывают спектр дуговой лампы и с грубым, но достаточным приближением принимают силу излучения для отдельных областей длин волн постоянной. На пути лучей помещают секторный диск и постепенно повышают скорость его вращения. Сначала мелькает весь спектр, затем концы его (фиолетовый и красный) перестают мелькать. Область мелькания суживается все больше и больше. *В последнюю очередь предельная частота достигается в зеленой части спектра, т. е. в области наибольшей чувствительности глаза.* Или еще

¹⁾ Следует отдавать предпочтение тому определению, данные которого следуют закону аддитивности. Наилучшим представляется четвертый способ.

проще: секторный диск удаляют и поперек щели ставят иглу. Тень от иглы горизонтально делит весь спектр по всей его длине прямой черной линией на две части. Затем иглу начинают медленно передвигать вверх и вниз. Черная линия от этого начинает искривляться: оба ее конца в красной и фиолетовой

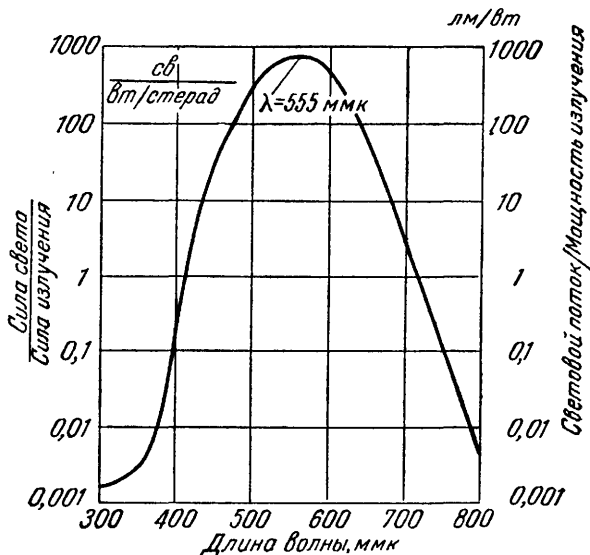


Рис. 443. Спектральное распределение светового выходя для глаза, адаптированного к свету.

Это распределение характерно также для нормальной чувствительности глаза, выведенной из современных данных, установленных путем международного соглашения. Можно также исключить 10% всех наблюдателей мужского пола, обладающих легкими дефектами цветового зрения. Тогда максимум сдвинется к длине волны 565 ммк. Обычно интервал длин волн от 400 до 750 ммк называют видимой областью спектра. Здесь, разумеется, есть произвол.

частях отстают. Вершина образовавшейся дуги находится в зеленой части: это значит, что в области наибольшей чувствительности запаздывание зрительного ощущения меньше всего.

При малых яркостях воспринимающие элементы адаптированной к свету сетчатки — колбочки — перестают действовать. Вместо них начинают работать другие элементы — палочки. При яркостях, меньших $3 \cdot 10^{-3}$ св/м², работают только палочки. Спектральное распределение чувствительности глаза сдвигается тогда в направлении коротких волн. Максимум его находится приблизительно при 510 ммк. При этом глаз еще реагирует на облученность, примерно равную $6 \cdot 10^{-13}$ Вт/м², т. е. через зрачок глаза, площадь которого равна $5 \cdot 10^{-5}$ м², должно

проникать излучение мощностью около $3 \cdot 10^{-17}$ вт¹⁾, или световой поток, составляющий примерно $2 \cdot 10^{-14}$ лм. С помощью палочек глаз уже не способен видеть предметы окрашенными. «Ночью все кошки серы». В области угла наиболее резкой видимости (см. § 33) палочки отсутствуют. Поэтому при фиксации взгляда предметы исчезают; если «смотреть мимо», они появляются вновь. Так возникают иллюзии «блуждающих огней» и «шмыгающих призраков».

Для иллюстрации сказанного отобразим спектр на экран в полностью затемненной аудитории и отрегулируем освещенность щели двумя призмами Николя. Через несколько минут глаза наблюдателей будут адаптированы к темноте. Спектр кажется серебристой блестящей полосой. В ранее «синей» части отчетливо заметен максимум. Если всматриваться пристально, ничего не видно, нужно «смотреть мимо».

Установление обеих кривых спектрального распределения чувствительности глаза (для световой и темновой адаптации) создает физиологическую основу фотометрии. Для обиходных и технических целей можно установить путем международного соглашения общепризнанные удобные средние значения чувствительности (см., например, рис. 443). Основываясь на них, можно производить практические световые измерения с помощью одних только *приборов*, обходясь без зрительного восприятия. Фотоэлектрическому измерителю излучения (фотоэлемент + гальванометр, см. рис. 7) легко придать то же спектральное распределение чувствительности, каким обладает глаз. Для этой цели весьма удобно использовать селективный фотоэлемент из щелочных металлов, особенно из цезия, в сочетании с определенными фильтрами. Такие системы часто называются *«объективными фотометрами»*. Они оценивают мощность излучения (ватты) той же *изменяющейся с длиной волны мерой*, что и нормальный средний глаз. Шкала измерителя тока может быть проградуирована прямо в фотометрических единицах, например в свечах. В этом виде (или других подобных) техническая фотометрия, устанавливая общепризнанные метрологические «правила игры», решает задачу получения пригодных в практическом обиходе данных и позволяет избежать бесполезных споров. Для характеристики зрения отдельного индивидуума даваемые технической фотометрией численные значения отнюдь не обязательны. Если числа и зрительное ощущение оказываются в противоречии, то прав всегда глаз!

§ 263. Время нарастания и время суммирования зрительного ощущения. Рассуждения, приведенные в § 262, относятся только к случаю стационарного облучения глаза. Только в этом случае сила света пропорциональна мощности излучения.

¹⁾ Это отвечает примерно 100 квантам света в одну секунду.

Зрительное ощущение вызвано фотохимическими процессами в сетчатке. Возрастание концентрации продуктов реакции отнюдь не пропорционально поглощенной *энергии*, если последняя поглощается в течение длительного времени. Термические процессы и биологическое восстановление в живых клетках вызывают обратные процессы. Поэтому через некоторое время нарастания τ концентрация достигает постоянного значения, пропорционального *мощности* излучения. Пока время облучения глаза мало по сравнению со временем нарастания τ , продукты фотохимической реакции просто суммируются. В течение времени суммирования играет роль только *произведение* мощности излучения на время облучения (иными словами, все определяется поглощенной *энергией*).

Пример. Для глаза, адаптированного к свету, время суммирования $\tau \approx 0,05$ сек. Поэтому можно, например, в течение $2 \cdot 10^{-5}$ сек наблюдать солнечный диск (яркость = 10^5 св/см²) без того, чтобы он казался ярче длительно наблюдаемой вольфрамовой ленточной лампы со слабым накалом (яркость = 10^2 св/см²).

Применение. Можно поставить лампу в режим постоянного излучения и, кроме того, давая ей кратковременные перегрузки, заставить ее дополнительно излучать короткие вспышки для целей сигнализации. Глаз не воспринимает эти сигналы, тогда как весьма безынерционный приемник — вакуумный фотоэлемент — чувствует их хорошо.

§ 264. Яркость. Это часто употребляемое в обыденной жизни слово имеет много разнообразных значений. Оно обозначает, например, качество зрительного восприятия: чистый фиолетовый цвет никогда не воспринимается таким ярким, как чистый желтый цвет. Обычно термином «яркость» обозначают плотность светового потока (св/м²) и пользуются им как в случае самосветящихся источников (лампы), так и в случае несамосветящихся (рассеивающих свет) объектов (мебель, печатный текст и т. д.). Наряду с этим, слово «яркость» употребляется в обыденной речи в смысле «силы света» лампы, светлячка и т. д. без учета величины излучающей поверхности. Наконец, у астрономов слово «яркость» имеет три различных значения; чаще всего оно обозначает освещенность¹⁾

$$B = \frac{\text{Световой поток}}{\text{Площадь приемника}} = \frac{\text{Сила света звезды } i}{(\text{Расстояние до звезды } R)^2}. \quad (335)$$

Ввиду этой безнадежной путаницы следует по возможности избегать слова «яркость»; то же относится к обычно недостаточно строго определенному понятию «интенсивность». При вы-

¹⁾ Астрономы сравнивают только освещенности B_1 и B_2 , создаваемые двумя звездами на Земле. [В русской астрономической литературе освещенности, создаваемые на Земле небесными телами, называют блеском. (Прим.

полнении закона Ламберта (см. § 36), т. е. как в случае самосветящихся источников, так и в случае *несамосветящихся* идеально диффузно рассеивающих источников, величина
Плотность светового потока (яркость) =

$$= \frac{\text{Сила света}}{\text{Видимая площадь излучателя (см. рис. 113)}}$$

не зависит от направления, в котором излучается свет. Поэтому светящийся шар Солнца кажется глазу равномерно светящимся *диском*; так же выглядел бы освещенный со всех сторон меловой шар.

Глаз может приспособляться, или *адаптироваться*, в поразительно большом интервале плотностей светового потока (яркостей), а именно между $2 \cdot 10^{-6}$ и $2 \cdot 10^5$ св/м². В любом состоянии адаптации нельзя превышать известной яркости, иначе наступает *ослепление* — резкость видимости и способность различать цвета сильно снижаются. У верхнего предела адапционной способности глаз предупреждается об опасности длительного повреждения сначала неприятным чувством, затем

ред.) Затем (по исторически сложившимся причинам) они определяют, пользуясь уравнением

$$m_2 - m_1 = 2,500 \lg \left(\frac{B_1}{B_2} \right), \quad (336)$$

разность двух чисел $m_2 - m_1$, и называют эти числа m_2 и m_1 *визуальными звездными величинами* обеих звезд. Значение m_1 произвольно установлено равным +0,2 для звезды Капеллы. По этой шкале визуальные величины m звезд, видимых простым глазом, доходят до +6; для α Лебеда $m = +1,3$, для Сириуса $m = 1,6$, для Солнца $m = 26,7$ (ср. определение единицы «фон» в § 131 «Механики»).

Параллаксом звезды по определению, даваемому астрономами, называется угол

$$\alpha = \frac{\text{Радиус земной орбиты } r}{\text{Расстояние до неподвижной звезды } R}. \quad (337)$$

В качестве единицы длины астрономы используют расстояние R_0 , с которого орбита Земли видна под углом $\alpha = 1''$. Таким образом,

$$R_0 = \frac{r}{1''} = 1 \text{ пс} = 3,08 \cdot 10^{16} \text{ м} \quad (338)$$

$$[1'' = (1/3600)^\circ = 4,85 \cdot 10^{-6}; \quad r = 1,49 \cdot 10^{11} \text{ м}].$$

Из уравнений (337) и (338) следует, что неподвижная звезда с параллаксом α находится на расстоянии

$$R = \frac{1''}{\alpha} R_0 = \frac{1''}{\alpha} \text{ пс}. \quad (339)$$

В уравнение (336) входили освещенности B . Если расстояния R известны, то астрономы пользуются вместо освещенности *силой света* $i = BR^2$ (см. уравнение (335)), определяют с помощью уравнения

$$M_2 - M_1 = 2,5 \lg (i_1/i_2) = 2,5 \lg (B_1 R_1^2 / B_2 R_2^2) \quad (340)$$

Таблица 15

Примеры плотностей светового потока (яркостей)

Самосветящиеся источники	Яркость	
Ночное небо	около 10^{-7}	} св/см ² или стильб
Неоновая лампа	около 0,1	
Газокалильная лампа	6	
Ртутная дуга	0,2—0,6	} $\frac{ксв}{см^2}$
Вольфрамовая газонаполненная лампа	0,5—3,5	
Кратер угольной дуги (температура черного излучения = 3820° К)	18	
То же с прибавлением фтористого цезия (лампа Бека)	40—120	
Ртутная лампа высокого давления (кварцевый шар, 45 атм)	до 60 *)	
Солнце	100—150	
Несамосветящиеся источники (вторичные излучатели)		Яркость
Предметы в освещенном рабочем и жилом помещении		0,1
Предметы на рабочем месте для прецизионных работ		около 1
Предметы на улице при освещении Солнцем сзади		» 5
Предметы на открытом месте в пасмурную погоду		» 3

*) На чрезвычайно короткие промежутки времени (доли секунды) эту величину можно значительно повысить; яркость такой лампы может стать в несколько раз больше яркости Солнца.

болью. Яркости многих технических источников света превышают область адаптации глаза. Это показано в табл. 15.

Влияние оптических приборов на яркость рассматриваемых объектов имеет важное значение. Физические основы этого во-

разность двух чисел M_2 и M_1 и называют эти числа «абсолютными яркостями», или «абсолютными величинами». Совокупность уравнений (336) и (340) дает

$$M_2 - M_1 = m_2 - m_1 + 5 \lg (R_1/R_2). \quad (341)$$

Для неподвижной звезды, находящейся на расстоянии $R_1 = 10$ пс и имеющей визуальную звездную величину $m_1 = 0$, полагают $M_1 = 0$. Тогда для звезды, удаленной на R_2 и имеющей визуальную величину m_2 , получается значение абсолютной яркости, выражаемое числом

$$M_2 = m_2 + 5 \lg (10 \text{ пс}/R_2), \quad (342)$$

проса были рассмотрены в § 41. Кроме этого, однако, существенную роль играют психологические факторы.

§ 265. Нецветные окраски. Условия их возникновения. Нецветные окраски можно расположить в ряд в виде *гаммы серых оттенков*. На одном конце находится белый цвет, на другом — черный. Переходными цветами являются серые. Переход может быть непрерывным, но может состоять и из ступеней, например из 10 равноконтрастных ступеней. Чтобы осуществить гамму серых оттенков, можно прежде всего воспользоваться матовыми белыми, серыми и черными бумагами и освещать их *дневным или белым светом*.

Физически все эти нецветные поверхности имеют одно общее свойство: в видимой части спектра их способность к диффузному отражению мало зависит (а в идеальном случае совсем не зависит) от длины волны. Различные нецветные поверхности отличаются друг от друга лишь величиной своей отражательной способности. Для белой бумаги она составляет около 90%, для черной — около 6%. Поэтому все нецветные поверхности — белые, серые и черные — отражают в наш глаз видимое излучение с одинаковым спектральным распределением; различна только плотность излучения, т. е.

$$\left(\frac{\text{Мощность}}{\text{Телесный угол}} / \text{Площадь; единица } \frac{\text{вт}}{\text{стерад} / \text{м}^2} \right)$$

или фотометрически измеренная плотность светового потока ($\text{св}/\text{м}^2$). Этому отвечает очень важный опытный факт: *любая нецветная поверхность при освещении ее в темноте белым светом всегда имеет одну и ту же окраску, а именно белую*.

Демонстрационный опыт. На рис. 444 круглая диафрагма расположена перед конденсором дуговой лампы и отображена на экран. В качестве последнего берется лист белого картона. Помещение, бывшее раньше освещенным, затемняется. На экране виден светящийся белый диск. Затем лампу выключают, незаметно для зрителя заменяют белый экран черным, увеличивают нагрузку лампы и снова зажигают ее. Наблюдатель видит опять белую светящуюся поверхность, вроде белой луны на фоне небосвода.

Таким образом, поверхность, имеющая нецветную окраску, не может *сама по себе* выглядеть ни серой, ни черной. Чтобы

или, если ввести с помощью (335) вместо расстояния R_2 параллакс α_2 , то

$$M_2 = m_2 + 5 + 5 \lg (\alpha_2 / 1''). \quad (343)$$

«Фотографической яркостью» астрономы называют отношение

$$B' = \frac{\text{Фотохимически определенная сила излучения звезды } J}{(\text{Расстояние } R \text{ до звезды})^2}$$

Пользуясь вместо величин B величинами B' , получают с помощью уравнения, аналогичного уравнению (336), числа, носящие названия «фотографических звездных величин».

видеть серое или черное, нужно в поле зрения глаза иметь вторую поверхность большей яркости. Это может быть достигнуто двумя способами: либо используют по крайней мере две нецветные поверхности с различной отражательной способностью

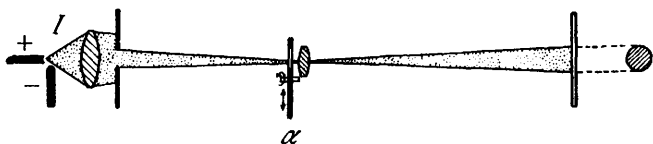


Рис. 444. К возникновению белого цвета.

и освещают их вместе белым светом, либо берут только одну нецветную поверхность и освещают на ней два отдельных поля двумя лампами различной силы света (рис. 445). Лампа I освещает круглое «внутреннее поле», лампа II — прямоугольное «внешнее поле». Освещенности обеих поверхностей

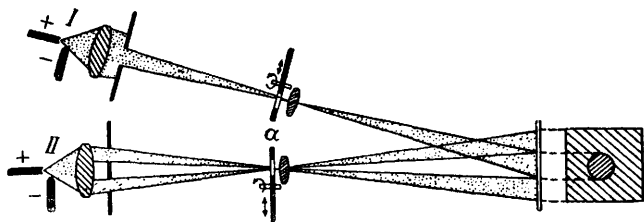


Рис. 445. К возникновению серого и черного цветов.

можно при помощи устройства α непрерывно изменять в широких пределах. В качестве экрана пользуются любой матовой нецветной бумагой, чаще всего белой.

Сначала освещают только внутреннее поле и доводят его рассеянное излучение до некоторой средней яркости. Внутреннее поле кажется чисто белым. Затем, не меняя освещения внутреннего поля, окружают его светящимся внешним полем. Цвет внутреннего поля немедленно становится серым. Чем сильнее освещение внешнего поля, тем темнее серый цвет. Можно пройти всю гамму серых оттенков, вплоть до глубокого черного, без какого-либо, повторяем, изменения в облучении внутреннего поля. Закончим опыт тем, что перестанем освещать внутреннее поле и оставим лишь светящуюся рамку. Внутреннее поле будет казаться чернее самой лучшей матовой черной бумаги или даже сажи.

Вывод. Поверхность приобретает черный цвет не в результате своего собственного излучения, а вследствие контраста со

своим окружением. Без света вообще ничего не видно, черное мы видим только за счет света, идущего от *окружения*. В создании серого цвета участвуют два видимых излучения. Одно исходит от *тела*, другое — от его *окружения*. Отношение обеих яркостей определяет различие тех или иных серых цветов.

§ 266. Цветные окраски, их тона и оттенки. Отбросим на экран спектр лампы накаливания. Уже при беглом взгляде поражает *незначительность* числа различных цветов. Большая группа пурпурных тонов («виннокрасный» цвет и т. п.) вовсе отсутствует. Напрасно мы будем искать цвета, часто встречающиеся в нашей одежде, мебели и обоях. Нет ни коричневого, ни розового, ни темно-зеленого цвета и т. д. *По сравнению с коммерческим атласом цветов набор цветов в спектре кажется просто жалким.* Излучение в узкой области длин волн справедливо называют *монохроматическим*, так как такой области соответствует характерная цветная окраска.

Но обратное совершенно неверно, *ибо только в редких случаях за цветные окраски ответственно монохроматическое излучение.*

В необозримом множестве цветных окрасок нетрудно навести порядок. Каждая цветная окраска имеет определенный тон, который нельзя охарактеризовать точнее, чем назвав его «красным», «пурпурным», «желтым» и т. д. В качестве дополнительного определения каждому тону *можно* приписать некоторый «оттенок», т. е. красный тон может быть беловатым или черноватым. Часто также отчетливо выступает добавочный серый оттенок.

Чистые цвета без оттенков можно получить при помощи стеклянных цветных светофильтров и расположить их по степеням сходства в замкнутом круге. В этом *круге цветов* каждый цветовой тон больше похож на оба соседних, чем на любую другую.

Для получения оттенков добавим на рис. 445 третью проекционную лампу (рис. 446). Она тоже освещает только *внутреннее поле*, причем через красный светофильтр. Проведем один за другим следующие четыре опыта.

1. Горит только лампа *III*; внутреннее поле кажется *чисто красным*, без оттенков.

2. Красное внутреннее поле должно приобрести *беловатый оттенок*. Для этого внутреннее поле дополнительно освещают лампой *I* и медленно увеличивают освещенность с помощью устройства α . Из красного тона постепенно получается розовый и, наконец, бесцветный белый.

3. Красное внутреннее поле должно приобрести *черноватый оттенок*. Лампу *I* гасят и внешнее поле освещают с постепенно

возрастающей силой белым светом лампы II. Из чисто красного без оттенков цвета мы получим, проходя через красивые темно-красные цвета, «бесцветный» черный цвет.

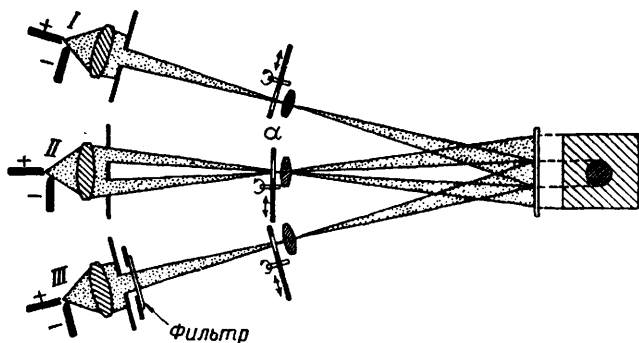


Рис. 446. К получению оттенков цвета.

4. Красное внутреннее поле должно приобрести *серый оттенок*. Для этого его нужно оттенить одновременно белым и черным, т. е. осветить белым светом как внутреннее поле (лампа I), так и внешнее (лампа II). При помощи двух устройств α можно варьировать обе освещенности и получить из красного без оттенка цвета любой нецветной серый с переходом через серо-красный.

Цветная окраска с черным или серым оттенком, так же как и черная или серая нецветная окраска, не может появиться в

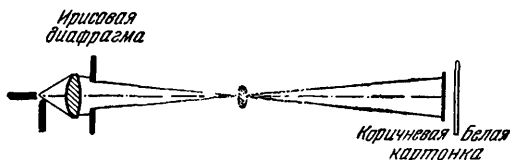


Рис. 447. Черноватый оттенок можно получить лишь в присутствии второй освещенной поверхности.

поле зрения одна. На рис. 447 коричневый картонный кружок поставлен перед нецветным экраном в затемненной аудитории. Сначала белый свет падает только на кружок. Коричневого цвета не видно, виден только тот чистый цветовой тон, к которому относится коричневый цвет, а именно отчетливый красно-

вато-желтый цвет¹⁾). Затем расширяют освещающий конус света и облучают также и экран. Тотчас же появляется черноватый оттенок и из красновато-желтого получается типичный коричневый цвет.

§ 267. Цветные светофильтры для получения чистых цветов. В предыдущем параграфе мы рассказали, как с помощью специально подобранных фильтров получать яркие цвета, свободные от всяких беловатых оттенков. Какие же области спектра белого света $\Delta\lambda$ должен пропускать такой фильтр? На это мы дадим ответ, проделав опыт, показанный на рис. 448. Возьмем в качестве примера совершенно чистый зеленый тон.

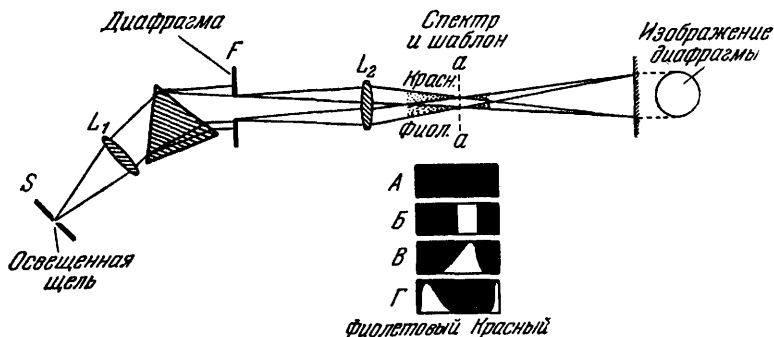


Рис. 448. К спектральному распределению чистых цветов при большой силе света.

Эта установка с небольшим изменением служит также и для демонстрации дополнительных цветов. Шаблон заменяют узкой призмой с малым преломляющим углом. Тогда на экране получаются два изображения круглой диафрагмы; лучше всего сделать их частично перекрывающимися. Они окрашены в дополнительные цвета, а место их наложения представляется нецветным. Передвигая вспомогательную призму вдоль спектра, можно получить очень много дополнительных цветных пар.

Белый свет дуговой лампы исходит из щели S и освещает диафрагму — отверстие F , которое отображается на экран с помощью линзы L_2 . По пути белый свет разлагается с помощью призмы и линз в спектр. В плоскости aa появляется непрерывный спектр. Вставим в изображение этого спектра шаблон из непрозрачного картона, сначала в виде узкой щели (A на рис. 448), и подберем желаемый тон²⁾. Затем постепенно

¹⁾ Коричневый цвет можно получить очень простым способом. На круглый диск наклеивают три сектора из цветной бумаги, желтый сектор — 60° , красный — 90° и черный — 210° . Диск приводят в быстрое вращение, в результате чего три отдельных цвета исчезают, сливаясь в один ровный коричневый цвет.

²⁾ Для пурпурных тонов употребляют две узкие щели, одну — в синей или фиолетовой части, другую — в красной.

расширим щель в обе стороны так, чтобы получился широкий прямоугольник. После нескольких проб можно быстро найти наибольшую допустимую ширину (шаблон *Б*), которая даст максимальную силу света, но еще не приведет к возникновению беловатого оттенка. Отношение $\Delta\lambda/\lambda$ принимает при этом значение, равное нескольким десятым, и, следовательно, в физическом смысле излучение вовсе не монохроматично! Можно, наконец, скосить вертикальные стороны прорези шаблона (*В*). Это не изменит ни силы света, ни чистоты тона. Аналогичным образом можно изготовить широкие шаблоны не только для зеленого, но и для любых других цветовых тонов круга цветов, свободных от беловатого оттенка. Шаблон *Г* на рис. 448 служит для получения пурпурного тона.

Такие шаблоны со скошенными и изогнутыми сторонами можно заменить светофильтрами из селективно поглощающих веществ. Светофильтр должен пропускать такие же широкие

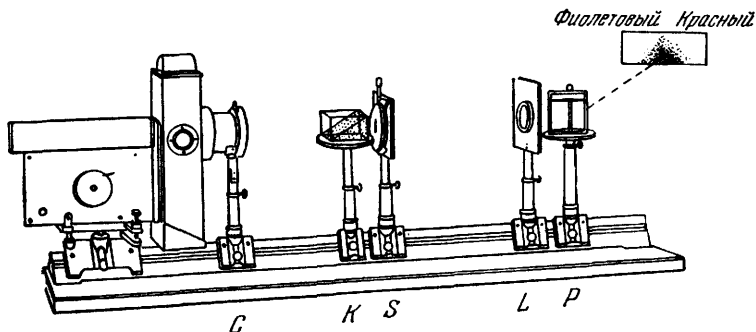


Рис. 449. Демонстрационный опыт по избирательному поглощению света в растворах.

Растворы в виде клинообразных слоев помещаются перед щелью спектрального прибора. Такой же клинообразный слой воды компенсирует ненужное отклонение, вызываемое действием призмы (первого клинообразного слоя). Вверху справа видна пропускаемая часть спектра. Большая густота расположения точек на чертеже означает большую силу света. Разобьем мысленно спектр на горизонтальные полосы. Верхним соответствует (изображенне перевернуто!) наибольшая толщина слоя раствора; он пропускает только узкую часть спектра. Средней горизонтальной полосе соответствует средняя толщина слоя; пропущенная часть охватывает несколько десятков процентов всего спектра и т. д.

области спектра, что и шаблон. Для демонстрационных опытов поступают, как показано на рис. 449. Разложенный в спектр белый свет (от дуговой лампы) отбрасывают на экран, но перед щелью ставят фильтр — кювету с разделяющей ее по диагонали стенкой. Часть кюветы, изображенная на чертеже без точек, содержит чистую воду, а часть, помеченная точками, наполняется раствором красителя. На экране при этом появляется спектр, как бы выделенный шаблоном. Состав раствора и тол-

щину его слоя изменяют до тех пор, пока контур спектра не совпадет по форме с отверстием желаемого шаблона.

В заключение удаляют призму, значительно расширяют щель и отображают ее одну на экран. Изображение ее в месте, соответствующем наибольшей толщине фильтра, будет окрашено в чистый цветовой тон; с уменьшением толщины фильтра будет все явственнее виден беловатый оттенок.

Из большого числа светофильтров трудно выбрать фильтры, пригодные для получения чистых цветов. Через светофильтр смотрят на круг цветов. Через пригодные фильтры одна половина круга видна светлой, а другая половина — темной. Наиболее яркая ступень круга укажет нам цветовой тон, который можно получить с данным светофильтром.

Концентрация и толщина слоя определяют у светофильтров отнюдь не только степень беловатого оттенка, но часто также и сам цветовой тон. Для того чтобы убедиться в этом, на экран отображают вольфрамовую лампу накаливания; ее излучение пропускают через клинообразный светофильтр (например, из раствора индиго; угол клина $\approx 20^\circ$, $c \approx 0,05$ г/л), который можно перемещать в направлении его длины. Если свет проходит через слой малой толщины, лампа кажется сине-зеленой; если толщина слоя велика, она кажется винно-красной. Если нить лампы имеет свою нормальную температуру, то изменение цвета происходит довольно резко при толщине слоя примерно в 3,5 см.

Рис. 450 дает объяснение этому явлению. На рис. 450, а изображена зависимость коэффициента поглощения K от длины волны. В красной области он мал, в оранжевой области ($\lambda = 605$ мк) он достигает максимума, в голубой области имеет величину большую, чем в красной.

Рис. 450, б и в дают коэффициенты пропускания D , определяемые равенством

$$D = \frac{\text{Мощность проходящего излучения}}{\text{Мощность падающего излучения}},$$

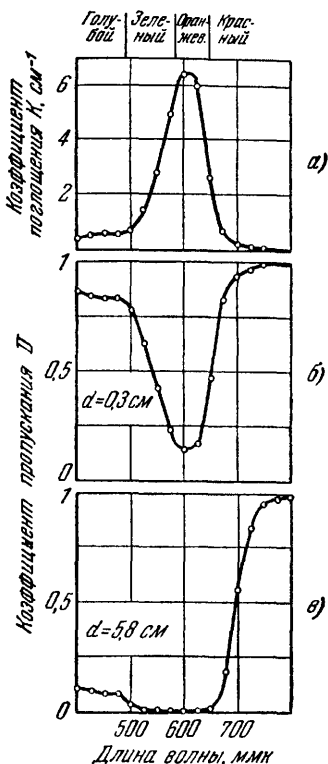


Рис. 450. К зависимости цветового тона светофильтра от его толщины.

для малой и большой толщины слоя. Тонкий слой одинаково хорошо пропускает короткие и длинные волны. Широкая область коротких длин волн преобладает и свет лампы кажется сине-зеленым. В толстом слое короткие волны ослабляются сильнее, чем длинные. Поэтому здесь доминирует красная область спектра и свет лампы кажется винно-красным.

Толщина, при которой происходит перемена цвета, зависит от температуры лампы (демонстрационный опыт). Поэтому шкалу толщин можно переградировать в шкалу температур. На этом основан очень маленький удобный прибор для измерения цветовой температуры.

§ 268. Красители (пигменты). Светофильтры содержат селективно поглощающие вещества в виде твердых или жидких растворов. К числу таких растворов принадлежит также большинство технических красок или пигментов. Их наносят на предметы двумя способами.

В слоях лаковых красок раствор свободен от всех неоднородностей, делающих его мутным. Сквозь слой можно видеть детали поверхности тела. Свет от источника попадает на поверхность тела и рассеивается на ней. Следовательно, на пути к глазу он *дважды* проходит через весь поглощающий слой. Вследствие этого можно при правильных концентрациях добиться довольно чистого, почти лишнего оттенка цветового тона. Отражение света от поверхности лакового слоя может привести к появлению слабого беловатого оттенка, однако поверхность слоя можно сделать зеркально гладкой и тем самым ограничить помеху областью углов отраженного света. Еще лучше просто *устранить* поверхностное отражение. Это наилучшим образом удается в тканях, называемых *бархатными*. Можно получить любые степени *черноватых оттенков* (например, в бесчисленных материалах для одежды). Достаточно лишь повысить *концентрацию* поглощающего вещества.

Слой кроющих красок искусственно делают *мутными*. Большею частью селективно поглощающее вещество не растворяют, а вводят в связующую среду в виде тонкого порошка. Падающий свет не может «пробиться» к поверхности покрытого этим слоем тела; он еще раньше возвращается, отклонившись в результате рассеяния. Таким образом, хотя поверхность тела и полностью закрыта краской, значительная часть лучей проходит только часть толщины слоя. Вследствие этого появляется заметный *беловатый оттенок*. Черноватый оттенок достигается и у кроющих красок путем повышения их концентрации, но ему мешает всегда присутствующий беловатый оттенок. Вместе оба они дают *сероватый оттенок*. Многие сероватые оттенки кажутся отчетливо «грязными».

Разницу между слоями лаковой и кроющей краски можно показать с помощью чашки чая. Чистый чай образует «лаковый» красящий слой, чайники на дне хорошо видны. Добавление нескольких капель молока превращает «лаковый» красящий слой в мутный, кроющий. Дно чашки становится невидимым и одновременно появляется интенсивный беловатый оттенок.

В общем случае цвет тел, как естественный, так и полученный в результате окраски, возникает благодаря селективному поглощению. Селективное отражение практически играет роль только в возникновении цвета металлов.

Свет дуговой лампы, многократно отраженный от золота или меди, дает на экране красноватые цвета с очень незначительным оттенком.

Весьма интересно рассмотреть *переливающиеся окраски*, например на крыльях бабочек и жуков или на разнообразных декоративных сосудах. Эти окраски предполагают наличие определенной *структуры* поверхности тела, которая приводит к многочисленным селективным отражениям света, зависящим от *направления*. Укажем только, что здесь идет речь о цветах тонких пленок, селективной прозрачности на границе полного отражения и т. д. Детали этих явлений хорошо изучены, но не дают ничего существенно нового.

§ 269. Возникновение блеска. Мы часто видим тела не только окрашенными, но еще и блестящими. В качестве примеров укажем на полированное дерево и начищенные металлические предметы, например медную кастрюлю. Мы наблюдаем блеск

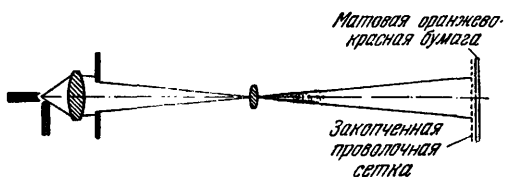


Рис. 451. К возникновению блеска.

всегда, когда свет рассеивается в достаточно выраженных преимущественных направлениях. При таком рассеянии достаточно лишь незначительных перемещений объекта или наблюдателя, чтобы сильно изменить видимую глазом яркость. Суть явления может быть объяснена на простом демонстрационном опыте.

На рис. 451 справа помещается матовая оранжево-красная бумага. На расстоянии нескольких миллиметров от нее находится покрытая копотью и поэтому также неблестящая слегка волнистая проволочная сетка. Слева стоит осветительная дуга.

Бумагу и сетку можно вместе поворачивать и наклонять. Каждому наблюдателю кажется, что он видит слегка покоробленную, но очень *блестящую медную пластину*.

Объяснение. На поверхности бумаги лежит тень сетки. При определенных положениях наблюдатель смотрит через петли сетки на тени проволочек; яркость при этом мала. При несколько ином положении наблюдатель видит через петли сетки незатененную часть бумаги; яркость при этом велика. Таким образом, блеск *видят*; он также, как и цвет, не представляет собой физического свойства тел.

В заключение сошлемся еще раз на предварительное замечание к данной главе (см. § 257). Эта глава ни в коем случае не претендует на полноту. Целью ее является лишь желание возбудить интерес к самостоятельной работе в области цвета, столь же многосторонней, сколь и привлекательной.

ПРИЛОЖЕНИЕ

I. О дипольном излучении

Как известно, колеблющиеся диполи технически осуществляются в форме антенн. Простейшая форма антенны — прямолнейный отрезок проволоки — предложена еще Генрихом Герцем. При подходящей конструкции (например, рис. 452) можно сделать силу тока I вдоль антенны практически постоянной и измерять ее с помощью теплового амперметра. Тогда

$$I = \frac{I_0}{\sqrt{2}} = \frac{\mathfrak{W}_0}{l \cdot \sqrt{2}} \omega, \quad (161)$$

где I — эффективное значение силы тока, I_0 — ее амплитудное значение. Величину \mathfrak{W}_0 в уравнении (161) можно исключить с помощью уравнения (160), что дает

$$\bar{W} = \frac{2}{3} \frac{\pi}{\epsilon_0 c} \left(\frac{l}{\lambda} \right)^2 I^2. \quad (162)$$

Излученная мощность так же, как и джоулево тепло, пропорциональна I^2 . Коэффициент пропорциональности

$$\frac{3}{2} \frac{\pi}{\epsilon_0 c} \left(\frac{l}{\lambda} \right)^2 = R = 790 \left(\frac{l}{\lambda} \right)^2 \text{ ом} \quad (163)$$

называют *сопротивлением излучения антенны* и пользуются компактной записью

$$\text{Мощность излучения } \bar{W} = RI^2. \quad (164)$$

II. Вывод уравнения (208), § 142

Первое уравнение Максвелла («Электричество») гласит

$$\text{rot } \mathfrak{H} = \epsilon \epsilon_0 \dot{\mathfrak{E}} + j. \quad (\alpha)$$

Здесь $\mathfrak{D} = \epsilon \epsilon_0 \dot{\mathfrak{E}}$ — ток смещения, $j = \kappa \mathfrak{E}$ — плотность тока проводимости (см. «Электричество»), κ — удельная электропроводность.

Для незатухающей бегущей электрической волны с амплитудой \mathfrak{E}_0 мы имеем, согласно уравнению (120),

$$\mathfrak{E} = \mathfrak{E}_0 e^{i\omega(t - zn/c)},$$

т. е. $\dot{\mathfrak{E}} = i\omega \mathfrak{E}$, или $\mathfrak{E} = -\frac{i\dot{\mathfrak{E}}}{\omega}$. Подстановка в уравнение (α) дает

$$\text{rot } \mathfrak{H} = \epsilon_0 \dot{\mathfrak{E}} \left(\epsilon - \frac{i\kappa}{\epsilon_0 \omega} \right).$$

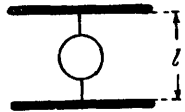


Рис. 452. Колеблющийся диполь с силой тока, практически постоянной вдоль l .

Две пластины конденсатора соединены между собой короткой проволокой.

Выражение в скобках имеет смысл комплексной диэлектрической проницаемости, т. е. $\epsilon' = \epsilon - i\kappa/\epsilon_0\omega$. Она связана с комплексным показателем преломления $n' = n - ik$ соотношением Максвелла $(n')^2 = \epsilon'$. Имеем

$$(n - ik)^2 = \epsilon - \frac{i\kappa}{\epsilon_0\omega},$$

или

$$n^2 - 2nik - k^2 = -\frac{i\kappa}{\epsilon_0\omega}. \quad (\beta)$$

В металлах (а иногда также и в полупроводниках) можно пренебречь током смещения, т. е. положить вещественную диэлектрическую проницаемость ϵ равной нулю. Приравнявая в уравнении (β) по отдельности вещественные и мнимые части

$$n^2 - k^2 = 0 \quad \text{и} \quad -2nik = -\frac{i\kappa}{\epsilon_0\omega},$$

получим

$$n = k = \sqrt{\frac{\kappa}{4\pi\epsilon_0\nu}}. \quad (208)$$

ВАЖНЫЕ ПОСТОЯННЫЕ

Постоянная тяготения	$\gamma = 6,670 \cdot 10^{-11} \text{ н} \cdot \text{м}^2/\text{кг}^2$
Диэлектрическая проницаемость вакуума	$\epsilon_0 = 8,85_4 \cdot 10^{-12} \text{ а} \cdot \text{сек}/\text{в} \cdot \text{м}$
Магнитная проницаемость вакуума	$\mu_0 = 1,2566 \cdot 10^{-6} \text{ в} \cdot \text{сек}/\text{а} \cdot \text{м}$
Скорость света в вакууме	$c = (\epsilon_0 \mu_0)^{-1/2} = 2,998 \cdot 10^8 \text{ м}/\text{сек}$
Волновое сопротивление вакуума	$\Gamma = (\mu_0/\epsilon_0)^{1/2} = 376,7 \text{ ом}$
Масса атома водорода	$m_{\text{H}} = 1,673_2 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$
Масса нейтрона	$m_{\text{n}} = 1,674_5 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$
Масса протона	$m_{\text{p}} = 1,672_3 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$
Энергия покоя протона	$(W_{\text{p}})_0 = 9,3_8 \cdot 10^8 \text{ эв}$
Масса покоя электрона	$m_0 = 9,10_7 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$
Энергия покоя электрона	$(W_e)_0 = 5,11 \cdot 10^5 \text{ эв}$
Масса протона/Масса электрона	$m_{\text{p}}/m_0 = 1836$
Элементарный электрический заряд	$e = 1,60_2 \cdot 10^{-19} \text{ а} \cdot \text{сек}$
Удельный заряд электрона	$e/m_0 = 1,75_9 \cdot 10^{11} \text{ а} \cdot \text{сек}/\text{кг}$
Постоянная Больцмана	$k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ вт} \cdot \text{сек}/\text{г} \cdot \text{град} =$ $= 8,62 \cdot 10^{-5} \text{ эв}/\text{г} \cdot \text{град}$
Элементарный квант действия (постоянная Планка)	$h = 6,62_5 \cdot 10^{-34} \text{ вт}/\text{сек}^2 =$ $= 4,13_5 \cdot 10^{-15} \text{ эв} \cdot \text{сек}$
Радиус наименьшей орбиты в атоме водорода	$a_{\text{H}} = \epsilon_0 h^2/\pi m_0 e^2 = 5,29_2 \cdot 10^{-11} \text{ м}$
Магнетон Бора	$m_{\text{B}} = \mu_0 h e/4\pi m_0 =$ $= 1,16_5 \cdot 10^{-29} \text{ в} \cdot \text{сек} \cdot \text{м}$
Классический радиус электрона	$r_{\text{эл}} = \mu_0 e^2/4\pi m_0 = 2,81 \cdot 10^{-15} \text{ м}$
Частота Ридберга	$R_{\text{y}} = e^4 m_0/8\epsilon_0^2 h^3 = 3,29 \cdot 10^{15} \text{ сек}^{-1}$
Волновое число Ридберга	$R_{\text{y}}^* = e^4 m_0/8\epsilon_0^2 h^3 c =$ $= 1\ 097\ 3730,4 \text{ м}^{-1}$
Комптоновская длина волны	$\lambda_{\text{C}} = h/m_0 c = 2,426 \cdot 10^{-12} \text{ м}$
Зоммерфельдовская постоянная тонкой структуры	$\alpha = e^2/2\epsilon_0 h c = 1/137$

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Аберрации** 71, 192
— астрономические 193
— магнитных и электрических линз 481
— сферические 71, 72
— хроматические 77—80
— —, места изображения 77
— —, увеличения 77
Активность оптическая 225
Акцепторы электронов 500, 513
Амплитуда волны световой 42, 146, 147
— комплексная 248
Анализатор оптический 215, 218
Анастигматы 74
Апертура 84
—, измерение 87
— числовая 84
— — микроскопа 84—86
Апостиль $b = 10^{-4} \pi^{-1} c b = 1/\pi \text{ св/м}^2$
Апохромат 79
Астигматизм 35, 72
Атом водорода 363
— —, боровская модель 363
— —, — —, границы применимости 373
— —, — — и принцип относительности 372
—, оболочечное строение 379
Ахроматизация 78
- Блеск** 16, 539
- Вакансия аннионная** 500
Видение объемное 81
Волны материи 473
— поперечные 201
— продольные 201
— световые стоячие 134, 355
Время жизни 342, 345
— — метастабильного состояния 352
— — среднее 345
— запаздывания 523
- Время затухания** 307, 342
— релаксации 312
- Гало** 28
Гиромангнитное отношение 400
Глаз 15
—, адаптация 525
—, аккомодация 81
—, время суммирования 527
—, движение при наблюдении 91, 94
— как индикатор излучения 15, 17
—, наименьший угол зрения 55
— насекомых 302
—, острота зрения 94
—, узловые точки 63
—, фокусное расстояние 55
—, чувствительность 525, 526
- Глубина проникновения излучения** 231, 283, 288
— — — в металлах 288
— — рентгеновского света 290
— резкости 69, 95
- Границы (края) полос поглощения** 284, 389
- Группы волн** 114
— —, длина 128
- Давление света** 470
Декремент логарифмический 269, 342
— — резонатора 305
- Диафрагма апертурная** 21, 68
— поля зрения 91—95
- Диоптрия** 36
- Диполь** 264, 304, 309, 311
—, излучение 265, 541
— —, количественные характеристики 267, 268, 541
—, момент 295
- Дисперсионная область** 172, 176
— формула 297
- Дисперсионные кривые** 283, 293
- Дисперсия** 43, 45, 77, 186
— аномальная 284

- Дисперсия волн материи 476
 — нормальная 281
 —, объяснение 293, 295
 — плазмы 316
 — призмы 169, 186, 283
 Диссоциация оптическая 441, 503
 — — центров окраски 499
 Дисторсия 77
 Дифракция 40
 —, модельный опыт 143
 — на беспорядочно расположенных
 отверстиях 149—151
 — — — частицах 149—151
 — — отверстия 95, 144
 — — отверстия 95, 44
 — — полуплоскости 145
 — — препятствия 144—146
 — — прозрачных структурах 151—
 153
 — — ступеньке 153
 — — щели 40
 — роль при отображении 146
 — Фраунгофера 56, 59, 147, 148
 — Френеля 56, 59, 147, 148
 — электронов 474
 Дихроизм 206
 — наведенный 323
 Длина волны 43, 166
 — — комптоновская 468
 — — электронов 474
 — оптического пути 125
 Доза 281
 — измеряемая 281
 — приведенная 281
 — эффективная 281
 Доноры электронов 500, 513
 Дырка 493

 Закон Бера 232
 — Брюстера 238
 — излучения Планка 451
 — Кирхгофа 452
 — Малюса 26
 — отражения 24—28, 253
 — — полного 28—30
 — преломления 24—28, 253
 — смещения Вина 457
 — — спектроскопического 377, 378
 — Стефана—Больцмана 456
 — чередования Ридберга 376, 409
 Загухание 252, 307
 — вследствие излучения 343, 367
 — — столкновений 344
 — — явления Доплера 344
 — наклонное 253
 Зеркало Шмидта 80

 Зонная пластинка 145
 Зоны Френеля 143, 144
 Зрачки входные и выходные 64—69

 Излучатель 101
 Излучательная способность 105, 106
 — — Солнца 106
 Излучение 15
 — вторичных волн 264
 — дипольное 265
 — —, количественные характеристики
 267
 — поверхности Солнца 106, 457
 — рентгеновское тормозное 381
 — — —, распределение по направле-
 ниям 468
 — стимулированное 355, 356
 — тепловое 451
 — — селективное 457
 — черное 454
 Излучения измеритель 18, 101, 229,
 450
 — мощность 17, 69, 101, 519
 — —, косвенное измерение 19
 — —, перераспределение при интер-
 ференции 130
 — —, прямое измерение 17, 18
 — плотность 103, 107, 353, 453
 — — приведенная 353, 453
 — — —, распределение 455
 — сила 17, 110, 451, 519
 Изображение 50
 —, дефекты 36
 — скрытое 509
 Изохромата 383
 Иммерсия 95
 Интерференционные измерения 138
 — — углового расстояния 138
 — — поперечника удаленного источ-
 ника 138
 — кольца 129, 136, 137
 — кривые равного наклона 123, 133,
 142, 220
 — — равной толщины 134, 142, 218
 — микроскопы 125
 — полосы 120 и д.
 — — в поляризованном свете 217—
 222
 — — — фокальной плоскости линзы
 122, 132
 — —, локализация 123
 — — Мюллера 124, 126
 — — Тальбота 184
 — —, увеличение резкости 124
 Интерференция 114
 — в белом свете 126, 184

- Интерференция в параллельном пучке поляризованного света 217
 — — расходящемся пучке поляризованного света 219
 —, модельный опыт 118
 — на запыленном зеркале 136
 — — клине 127, 134
 — — плоскопараллельной пластинке 121, 125, 127
 — световых волн 114—142
 Интерферометр 140—142
 — Майкельсона 141, 142
 — Фабри—Перо 177
 Ионизационные камеры 19
 Ионизация 359
 Ионы водородоподобные 369, 391
 — —, спектр 369
 — —, — рентгеновский 391
 Искривление плоскости изображения 72—74
 Источник света 24
 — — термический 459
 — — точечный 24, 111

 Камера Вильсона 331, 465
 — —обскура 53, 62, 95, 146
 — —, узловые точки 63
 Каналовые лучи 197
 Квант действия 326
 — света 331
 Квантование пространственное 409, 410, 412
 Квантовое число 367
 — — внутреннее 407, 418
 — — главное 367, 402, 418
 — — орбитальное 403, 405, 418
 — — ориентационное 412, 418
 — — спиновое 401, 405, 418
 Когерентность 116, 117
 —, условие 116
 Колебания внутренние 312
 — вынужденные 268, 295
 — —, амплитуда 270
 — — электронов 277
 Коллектив 92
 Коллиматор 167
 Кольца Ньютона 134
 Кома 74—76
 Конденсор 23, 67, 86, 91
 Конус Тиндала 259
 Конфигурации электронные 405
 Коэффициент заполнения 493
 — ослабления 156
 — поглощения 229, 283
 — экстинкции 229, 283

 Коэффициент экстинкции, обусловленной рассеянием 230, 283
 — — удельный 232
 Кристалл 206
 —, главное сечение 207
 —, оптическая ось 207
 —, энергетические уровни 488
 Кристаллофосфоры 509
 —, возбуждение 510
 —, люминесценция 509—514
 —, модели 512
 —, получение 510
 —, схема энергетических уровней 513
 —, термовысвечивание 510, 513
 —, тушение 510
 Кристаллы 206
 — беспримесные 492
 — двоякопреломляющие 206
 —, спектры поглощения 485
 —, типы связи 483
 —, уровни энергии 488—491
 — щелочно-галоидные 283, 495

 Лазер 353
 Ламберт = $1,15\pi^{-1}$ св/см²
 Лампа Гефнера 18
 — люминесцентная 460
 — резонансная 348
 Линза 33
 — оптическая сила 36
 — разрешающая сила 53
 Луч главный 34, 37, 68
 — зеленый 303
 — необыкновенный 203
 — обыкновенный 203
 — скользкий 29
 —, телескопический ход 88, 89
 —, телецентрический ход 61, 66, 97
 Люки 92
 Люминесценция 46, 498
 — кристаллофосфоров 509—514

 Магнетон Бора 401
 — ядерный 418
 Метод Дебая—Шерера 180
 — — — для электронов 474
 — Лауэ 180
 — фазового контраста 163
 Микроскоп 28, 84
 — измерительный 98
 —, образование изображения по Аббе 160
 —, разрешающая сила (способность) 84
 —, числовая апертура 84—86
 — электронный 28, 480

- Микроскоп электронный с холодной эмиссией** 481
Микроскопия интерференционная 124, 125
Множитель Ланде 401
Модуляция амплитудная 344, 357
 — частотная 357
Момент дипольный 274
 — инерции молекулы 424, 431
 — количества движения электрона 400
 — — — ядра 418
Мультиплетность 408
- Наблюдение в светлом поле** 86, 87, 159
 — — — темном поле 86, 87, 159, 162
Ньютон (единица силы) = $1 \text{ кг} \cdot \text{м}/\text{сек}^2$
- Облученность** 17, 104, 520
 —, методы изменения 518
 —, определение 104
 — приемника 17, 104
 —, увеличение линзами и зеркалами 107
Объектив 83
Окраска 531
 — нецветная 531
 — цветная 533
Окуляр 79, 83, 112
 — Гюйгенса 94
 — Рамсдена 94
Оптическая длина пути 26
 — сила 36
Оптические константы 229
 — —, измерение 251—256
 — — металлов 288
Опыт Ллойда 120
 — Перселла 265
 — с запыленным зеркалом 136
 — Френеля 128
 — Юнга 118, 240
 — —, фраунгоферовское наблюдение 138
Орбиты проникающие 404
Освещенность 520
Отображение 38 и д.
 — апланатическое 76
 — вогнутым зеркалом 38
 — водяными волнами 50
 — зонной пластинкой 147
 — и облученность 107
 — как передача информации 164, 165
 — камерой-обскурой 53, 95, 146
 — кольцевыми отверстиями 146
 — линзой 50, 55
- Отражение, механизм** 162
 —, погрешности 69
 — протяженных объектов 95
 —, роль дифракции 146
 —, — ограничения 50—100
 — стальным шариком 146, 147
Отражательная способность 230, 240, 531
 — — кристаллов 290
 — — металлов 250, 288, 459
 — — сильно поглощающих веществ 249
Отражение 24, 235, 453
 —, закон 24—28
 — и изменение фазы 238
 — — электропроводность 458
 — металлическое 288
 — нормальное 241, 249
 — плоскими поверхностями 235
 — полное 28—31, 245
 — —, предельный угол 29, 177, 245
 — — свободными электронами 314
 — поляризованного света 236
 — рассеянное 28, 258, 262
 — — от матовой поверхности 262
 —, устранение 130
Оттенок 533
- Переходы** 350
 — безызлучательные 350, 355, 440
 — запрещенные 425
 — спонтанные 355
 — электронные 426
Перископ 93
Перспектива 95, 96
Пиерометр оптический 461
Плазма 316
Пластинка Луммера—Герке 177
 — Савара 221
 — четвертьволновая 217, 224
Плоскости главные 60—64
 — — глаза 63
Плоскость колебаний 204
 — —, вращение 225
 — фокальная задняя 36
 — — передняя 36
Поглощательная способность 453, 457
Поглощение 229 и д.
 — и электропроводность 313, 491
 —, качественное объяснение 303
 —, квантовая природа 326
 —, количественное рассмотрение 304
 —, коэффициент 229
 —, — и длина волны 231
 —, —, определение 229
 — — металлами 312

- Поглощение металлами атомарными
 и коллоидными 313, 323
 —, показатель 231
 —, — и отражение света 236
 —, —, измерение в металлах 253
 — при наклонном падении 252
 — сильное 234, 316
 — слабое 234
 — электронами свободными в метал-
 лах 313
 Показатель затухания 269
 — поглощения 231, 283
 — — полупроводников 289
 — преломления 25, 45, 168, 283, 291
 — — в рентгеновской области 284,
 291, 297
 — —, градиент 300
 — — комплексный 248, 321, 542
 — — мнимый 314
 — — необыкновенного луча 208
 — — обыкновенного луча 208
 — экстинкции 231, 283
 Поле зрения 69
 — — глаза 94
 — — оптических приборов 91
 Полосы интерференционные 120 и д.
 — Маха 15—17, 30
 — остаточных лучей 290, 310
 — поглощения 285, 287
 — —, форма 306
 — проводимости 490
 — спектральные 422
 Полупроводники 492
 Полуширина 271
 — линии доплеровская 344
 — — естественная 342
 Поляризатор 203 и д.
 Поляризация 201
 —, анализ 222
 — круговая 211, 215
 — линейная 201, 211, 215
 — при двойном преломлении 203
 — — рассеянии 279
 — рентгеновского света 279
 —, степень 241
 — частичная 241
 — эллиптическая 211—217
 Поляризуемость 273, 275, 295
 Порядковый (атомный) номер 364
 Постоянная аберрационная 193
 — Керра 325
 — Планка 326 и д.
 — солнечная 106
 — экранирования 391
 Правило отбора 340, 369, 473
 — Стокса 438, 498
 Преломление 24
 — двойное 203 и д.
 — — в исландском шпате 206
 — — — кварце 206
 — — — кристаллах двухосных 210
 — — — — одноосных 209
 — — — потоке 325
 — — — наведенное 323
 — — — при напряжениях 227, 324
 Прецессия 409
 — ларморова 412
 Призма 31
 — Волластона 209
 — Корню 226
 — Николая 205
 — отражательная 47
 — поворотная 48
 Принцип Гюйгенса—Френеля 56
 — Ритца комбинационный 337, 339
 — Ферма 26
 — Франка—Кондона 443
 Прозрачность 232
 Проницаемость диэлектрическая 295
 — — комплексная 542
 Просветление оптики 130, 134
 Пучки световые 21, 22
 — — астигматизм 72
 — — и перенос энергии 101
 — — квазипараллельные 111
 — —, ограничение 50—113
 — — параксиальные 35
 — —, углы раскрытия 21
 Пятно Пуассона 145
 Работа возбуждения 359
 — выхода 331
 — диссоциации 428
 — ионизации 359, 362, 371, 380, 494
 Радуга 151
 Разложение спектральное 160
 Разность хода 114
 Разрешающая сила 53
 — — глаза 53, 82
 — — линзы 53, 84
 — — микроскопа 84—88
 — — призмного прибора 166—169
 — — призмы 169
 — — решетки 172
 Рассеяние 258—282
 — вперед 260
 — истинное 263
 — когерентное 258
 — комбинационное 258, 435
 — — линейно поляризованного света
 438
 — комптоновское 258

- Рассеяние некогерентное 258
 — рентгеновского света 261, 276—279
 — рэлеевское 258, 260
 — —, зависимость от длины волны 271
 — — на молекулах 274
 Состояние наилучшего зрения 81
 Резкость видимости 523
 Резонанс спиновый электронный 413
 Резонансные кривые энергетические 270, 304
 Рентгеновский свет 177
 — —, глубина проникновения 284, 290
 — — коэффициент полезного действия 385
 — —, поглощение 276, 392
 — —, показатель преломления 297
 — —, поляризация 279
 — —, рассеяние 261 и д.
 — —, экстинкция 276, 303
 Рентгеновское тормозное излучение 381
 Рефрактометры 30
 Рефракция астрономическая 302
 — удельная 298
 Решетка дифракционная 155 и д.
 — — амплитудная 155
 — — для рентгеновского света 174
 — —, изготовление 174
 — — как спектральный прибор 172, 177
 — — отражательная 174, 175
 — — период 172, 174
 — — прозрачная 174
 — — размытая 155
 — —, разрешающая сила 172
 — — растровая 175
 — — ступенчатая (эшелон) 153—155
 — — фазовая 156
 — —, фактор формы 175
 — — фраунгоферовская 174, 176
 — — штриховая 170
 — — кристаллическая 273, 483
 — —, нарушения 273, 486
 — —, энергия связи 494
 —, кристаллографическая постоянная 178
 — молекулярная 438, 484
 —, оптическая постоянная 178
 — со связью гетерополярной 484
 — — — гомеополярной 484
 — — — металлической 484
 Сахариметр 225
 Света увлечение 298, 299
 Световой вектор (элонгация) 205 и д.
 Светофильтр 23
 — для получения чистых цветов 535
 — интерференционный 181, 182
 — отражательный 131
 — серый 289
 — Христиансена 256
 Света = 1,15 св Гефнера 520
 Свечение рекомбинационное 361
 Связь металлическая 289
 —, типы в решетке 483, 484
 Сенсibilизация фотохимическая 507
 Сечение рассеяния 233, 272
 Сила излучения 520
 — осциллятора 308
 Система элементов периодическая 374
 Скорость волн материи 476
 — радиальная звезд 198
 — — —, измерение 198
 — света 187
 — — групповая 188, 190, 191, 476
 — —, измерение в движущихся системах 192
 — —, — — земных условиях 188
 — —, — методом Ремера 187
 — —, — — Физо 188
 — —, — — Фуко 189
 — — фазовая 188, 191, 476
 Слой Кенелли—Хэвисайда 314
 Смещение красное 198
 Соотношение Мозли 392
 — неопределенностей Гейзенберга 479
 Состояние возбужденное 340
 — — атомов 340, 345
 — — —, время жизни 342
 — — метастабильное 351
 — — —, время жизни 352
 — — молекул 439
 — — —, время жизни 439
 — — —, — — среднее 441
 — основное 340, 346
 Спектр 43, 167, 332 и д.
 — адсорбированных и растворенных молекул 433
 — атомный 332
 — — испускания 332
 — — — линейчатый 167, 332
 — — — рентгеновский 388, 421
 — — поглощения 332, 346
 — — — рентгеновский 289, 389, 421
 — бензола 433
 — водородоподобного иона 369
 — колебательно-вращательный 429
 — комбинационного рассеяния 436
 — молекулярный 421

- Спектр молекулярный испускания 421
 — — поглощения 421
 — — полосатый 430
 — непрерывный 43
 — поглощения кристаллов 485
 — — — щелочно-галондных 486
 — рентгеновский 179, 381
 — скоростей 396, 397
 — сплошной за границей серии 334, 389, 391
 — — — — — рентгеновский 389, 393
 — тормозного излучения 381
 — — —, распределение энергии 382
 Спектральная линия 168, 171, 307, 362
 — —, доплеровское уширение 344
 — —, расщепление в магнитном поле 410
 — —, — — электрическом поле 415
 — — резонансная 349
 — — рентгеновского спектра 387
 — —, структура 176
 — —, — сверхтонкая 416
 — —, — тонкая 373
 — —, узость 343, 348, 353
 — — Фраунгофера 334
 — серия 335
 — — Бальмера 335, 347, 368
 — — Бергмана 337
 — — Брэкетта 335
 — — главная 336, 346
 — — Лаймана 335, 347
 — — Пашена 335
 — — побочная 336
 — — Пфундта 335
 — —, систематика 401
 Спектральные линии дуговые 369
 — — запрещенные 353
 — — искровые 369
 — приборы 166—186
 — — интерференционные 169, 176
 — — призмные 166—169
 — — —, разрешающая сила 166—169
 — — рентгеновские 178
 — — —, светосила 179
 — — — фокусировка 179
 — — с дифракционной решеткой 170
 — — — — —, разрешающая сила 171
 Спектральный анализ 306
 — — абсорбционный 306, 307, 349
 Спектрограф Брега 178
 — вакуумный 180
 Спин электрона (см. Момент количества движения электрона)
 Средство электронное 376, 404
 Структура амплитудная 155, 160
 — фазовая 156, 161, 163
 Счетчик Гейгера 19
 — острый 466
 Телеобъектив 62
 Телескоп (зрительная труба) 55, 83
 — Галилея 88—90
 — —, положение зрачков 89
 — Кеплера 89
 —, минимальный разрешимый угол 55
 —, принцип действия 111
 —, теория 89
 —, увеличение 88—90
 — —, измерение 90
 Телескопические системы 88
 — —, увеличение 89
 Температура, измерение оптическим методом 460
 — истинная 461
 — цветовая 460
 — черная 460
 Теневой метод Тёплера 158
 Тень 143
 Теорема Бобине 147, 148
 Термы 341
 Точка изображения 34
 — —, мнимая 38
 Точки главные 63
 — узловые 60, 63
 — — глаза 63
 Увеличение 37, 69
 — нормальное 112
 — сверхнормальное 112
 — угла зрения 81
 — — — лупой и телескопом 81—84, 88—90
 — — — микроскопом и проекционным аппаратом 84
 Угол отблеска 78
 — падения главный 238
 — полного отражения 29, 245
 — полной поляризации (угол Брюстера) 236
 — раскрытия 37
 Удары второго рода 350, 352, 440
 Ультрамикроскоп 28
 Умножители фотоэлектронные 20
 Уровни энергетические 337
 — — атомов 337
 — — — возбуждение 340
 — — — вырожденные 404
 — — —, обозначения 340

- Уровни энергетические атомов, схема 337—340, 361, 370, 374
 — — колебательные 427
 — — кристаллов 488
 — — —, схема 488—491
 — — кристаллофосфоров 513
 — — молекул 426
 — — —, схема 426—430
 — — рентгеновские 387—391
 — — электронные 426
 Условие когерентности 116
 — —, демонстрационный опыт 127, 128
 — синусов 74—76
 — тангенсов 77

 Флуоресценция 347, 499, 510
 — квантовый выход 439
 — линейчатая 349
 — молекул 438
 — поляризованная 441
 — резонансная 347
 — рентгеновская 466
 — сенсibilизированная 351
 Фокус задний 36
 — передний 36
 Формула Бера 249, 288
 — Вина 456
 — излучения Планка 456
 — линзы 35
 Формулы Коши 253—255
 — сериальные 335, 370
 — спектральных полос 423—425
 — Френеля 239
 — —, вывод 243
 Фосфоресценция 448—450, 499, 509
 $\Phi_{от} = 10^4 \text{ лк} = 10^4 \text{ св/м}^2$
 Фотография 508
 Фотоионизация 363
 Фотометрия 518
 — гетерохромная 522
 — объективная 525
 —, принцип 519
 Фотон 465
 —, импульс 466—469
 — момент количества движения 471, 472
 Фотопроводимость 493
 Фотоэлемент 19, 326
 — вакуумный 19, 20
 — полупроводниковый с запорным слоем 19, 20
 Фотоэффект 326
 — в рентгеновской области 331, 395, 465

 Фотоэффект внешний 514
 — внутриатомный 398
 — селективный 514
 — —, выход 515
 —, уравнение 327, 337
 F-полосы

 Цвет 15, 462
 Цвета тонких пленок 134
 — чистые 533
 Центры волновые 114
 — окраски 307, 317, 496
 — —, оптическая диссоциация 499
 Цистоскоп 93
 Цуги волн 56, 114

 Частота 191
 — колебаний собственная 267
 — мельканий предельная 524
 — оптическая 311
 — Ридберга 337, 368
 — — уточненная 371
 Черное тело 102, 109, 454, 522
 Число волновое 341, 372
 — молекул удельное 275

 Штрих-фокус 111, 178

 Экстинкция 109
 —, коэффициент 229
 —, — удельный 232
 —, показатель 231
 — рентгеновского света 276
 Электрон, дифракция 474
 —, диффузия в кристаллах 502
 —, длина волны 474
 —, момент количества движения (спин) 400
 —, — магнитный 400, 412
 —, — орбитальный 405, 412
 — — полный 405
 — оптический 369
 — отдачи 467
 — подвижный 493
 — свободный 313, 315, 360, 490
 — — и колебания плазмы 315
 — — связанный 312
 —, энергия кинетическая 366
 —, — полная 367
 —, — потенциальная 366
 Энергетическая яркость (см. Излучения плотность)
 Энергетический поток (см. Излучения мощность)
 Эффект изотопический 417

- Эффект туннельный 245
Эффективное сечение 232
- Явление Доплера** 194, 344, 469
— — для света 196
— — при больших скоростях 199
— Зеемана 410
— — аномальное 414
— — нормальное 411
— Керра 325
— Комптона 281, 291, 466
— Пашена—Бака 414
- Явление Фарадея** 226
— Штарка 415
- Ядро атомное** 365
—, заряд 365
—, — эффективный 404
—, массовое число 418
—, момент количества движения 318
—, — магнитный 418
- Яркость** 15, 528
— абсолютная 529
— фотографическая 531
-