

George L. Trigg  
Landmark  
Experiments  
in Twentieth Century  
Physics

Дж. Тригг

ФИЗИКА  
XX ВЕКА

КЛЮЧЕВЫЕ  
ЭКСПЕРИМЕНТЫ

Перевод с английского  
канд. физ.-мат. наук  
Ю. Г. РУДОГО

Под редакцией  
д-ра физ.-мат. наук  
В. С. ЭДЕЛЬМАНА



Crane, Russak & Company, Inc. • New York 1975

Edward Arnold, Ltd. • London 1975



Издательство «Мир»  
Москва 1978

Тригг Дж.

Т 67 Физика XX века: ключевые эксперименты.  
Пер. с англ. Ю. Г. Рудого, под ред. В. С. Эдель-  
мана. М., «Мир», 1978.

376 с. с ил.

Книга известного американского ученого Дж. Тригга, уже знакомого советскому читателю по книге «Решающие эксперименты» (М., «Мир», 1974), рассказывает об истории многих важнейших экспериментальных открытий в физике XX века.

Популярная и одновременно строго научная форма изложения, богатый фактический и иллюстративный материал, несомненно, привлекут к книге внимание студентов, научных работников, специалистов по истории науки и всех, кто интересуется проблемами современной физики.

Т 20401—172 172—78  
041(01)—78

53(09)

Редакция научно-популярной  
и научно-фантастической литературы

© Grape, Russak and Company, Inc., 1975

© Перевод на русский язык, «Мир», 1978

ИБ № 1022

Дж. Тригг

ФИЗИКА XX ВЕКА: КЛЮЧЕВЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ

Редактор А. Кондрашова Художник В. Захарченко  
Художественный редактор Л. Везрученков Технический редактор Н. Толстякова  
Корректор В. Постнова

Слано в набор 09.03.78. Подписано к печати 22.09.78. Формат 84×108<sup>1</sup>/<sub>32</sub>. Бумага  
типографская № 2. Гарнитура латинская. Печать высокая. Объем 5,38 бум. л.  
Усл. печ. л. 19,74. Уч.-изд. л. 19,70. Изд. № 12/9409. Тираж 30 000 экз.  
Зак. № 1011. Цена 1 р. . 0К

Издательство «Мир»  
Москва, 1-й Рижский пер., 2

Ордена Трудового Красного Знамени Ленинградская типография № 2 имени  
Евгения Соколовой «Союзполиграфпрома» при Государственном комитете  
СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли,  
198052, Ленинград, Л-52, Измайловский проспект, 29

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие редактора перевода . . . . .	6
Предисловие . . . . .	9
Благодарности . . . . .	11
Глава 1. ВОЛНОВАЯ ПРИРОДА РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ . . . . .	13
Глава 2. ИЗОТОПЫ . . . . .	23
Глава 3. СМЫСЛ АТОМНОГО НОМЕРА . . . . .	42
Глава 4. СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ . . . . .	56
Глава 5. НЕОБЫЧНОЕ ПОВЕДЕНИЕ ЖИДКОГО ГЕЛИЯ . . . . .	79
Глава 6. ТОЧНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ МАГНИТНЫХ МОМЕНТОВ ЯДЕР . . . . .	111
Глава 7. ТОНКАЯ СТРУКТУРА СПЕКТРА ВОДОРОДА . . . . .	127
Глава 8. МАГНИТНЫЙ МОМЕНТ ЭЛЕКТРОНА . . . . .	152
Глава 9. ТРАНЗИСТОР . . . . .	168
Глава 10. ОПРОВЕРЖЕНИЕ ЗАКОНА СОХРАНЕНИЯ . . . . .	193
Глава 11. ИСПУСКАНИЕ И ПОГЛОЩЕНИЕ $\gamma$ -ИЗЛУЧЕНИЯ БЕЗ ОТ- ДАЧИ . . . . .	222
Глава 12. РЕАЛЬНОСТЬ НЕЙТРИНО . . . . .	236
Глава 13. МАЗЕР И ЛАЗЕР . . . . .	260
Глава 14. ТУННЕЛИРОВАНИЕ И СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ . . . . .	284
Глава 15. СИММЕТРИЯ ВЫСШЕГО ПОРЯДКА ДЛЯ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ . . . . .	325
Глава 16. КЛЮЧ К ПРОБЛЕМАМ КОСМОЛОГИИ? . . . . .	348
Приложение. СХЕМАТИЧЕСКОЕ ИЗЛОЖЕНИЕ ТЕОРИИ СВЕРХПРО- ВОДИМОСТИ ВКШ И ПРЕДЫСТОРИЯ ЕЕ СОЗДАНИЯ . . . . .	360
Литература . . . . .	367
Предметный указатель . . . . .	375

## ПРЕДИСЛОВИЕ РЕДАКТОРА ПЕРЕВОДА

Популяризация науки играет значительную роль в развитии культуры общества, помогая миллионам людей познакомиться с результатами работы ученых. Но и сами ученые — а в еще большей степени студенты, стремящиеся к самостоятельным исследованиям, — также нуждаются в популярной литературе о той области знаний, в которой они работают. Несомненно, уровень популярности при этом должен быть иным — профессиональная подготовка читателей диктует другие, более строгие критерии отбора материала, способного вызвать интерес, и соответствующий стиль изложения.

Предлагаемая вниманию читателя книга известного американского ученого Дж. Л. Тригга отвечает этим требованиям. Сам автор так определил основную цель своего труда: показать решающую роль эксперимента в развитии физики и становлении ее законов. Соответственно этому он описал избранные эксперименты, ставшие к настоящему времени классическими. Условно их можно разбить на четыре группы:

· открытие новых явлений, которые не могли быть предсказаны существовавшей в то время теорией (гл. 2, 4, 5, 7);

· выяснение фундаментальных свойств материи (гл. 1, 3, 6, 8);

· эксперименты, подтвердившие выводы еще не общепризнанных теорий и тем самым давшие им жизнь (гл. 10, 15, 16 и в меньшей степени 12),

и наконец, работы, которые открыли новые возможности познания мира и привели к прогрессу техники (гл. 1, 9, 11, 13, 14).

Рассмотренные эксперименты далеко не исчерпывают тех опытов, которые определяют лицо физики XX века и которые могли бы по праву занять место в

этой книге. Выбор материала в значительной степени отражает симпатии автора: это видно хотя бы из того, что большое число глав пришлось на физику низких температур и физику молекулярных и атомных пучков. Конечно, право автора — писать о том, что он считает более интересным. Однако приходится сожалеть, что в книге не нашлось места для магнитных резонансов в жидкостях и твердых телах. Наиболее известны электронный парамагнитный, ядерный магнитный, циклотронный, ферро- и антиферромагнитный резонансы, и за каждым из них скрывается обширная область исследований. Современную физику невозможно представить без этих исследований.

Нам кажется также, что было бы полезно рассказать об истории открытия в 1944 г. Е. К. Завойским электронного парамагнитного резонанса. Это открытие ознаменовало начало эры резонансных методов исследования вещества в конденсированном состоянии. Методы ЭПР-спектроскопии нашли широкое применение в химии и породили целую отрасль научного и аналитического приборостроения. Однако это сугубо субъективные пожелания, которые, безусловно, не умаляют достоинств книги.

Более чем десятилетний опыт работы редактором одного из ведущих в мире физических журналов — *Physical Review Letters* — позволил Триггу не только отобрать материал, представляющий общий интерес, но и изложить его в весьма доступной форме, избегая при этом вульгаризации. В книге почти нет математических формул — основное внимание уделяется качественному рассмотрению физических явлений и подробному описанию постановки измерений. Частое цитирование оригинальных работ позволяет ощутить атмосферу научного творчества.

По вполне понятным причинам автор был вынужден ограничиться описанием лишь самых ключевых моментов исследований, но сопроводил каждую главу библиографией, чтобы помочь читателю подробнее ознакомиться с заинтересовавшими его вопросами. Приведенные ссылки относятся преимущественно к оригинальным публикациям. По нашему мнению, изучение именно таких работ представляет наибольший интерес и приносит максимальную пользу. Никакой обзор или книга

компилятивного характера не в состоянии их заменить. Учитывая, однако, что в основном это статьи, опубликованные на английском языке в специальных изданиях, трудно доступных широкому кругу советских читателей, мы дополнили предлагаемый автором список литературы ссылками на публикации в журнале «Успехи физических наук», указав те из них, которые по уровню изложения и степени популярности соответствуют данной книге.

В заключение хочется выразить уверенность, что книга будет с интересом прочитана физиками-профессионалами, как экспериментаторами, так и теоретиками; она, безусловно, принесет также большую пользу всем, кто интересуется развитием науки. А молодым людям, которые еще не определили своего пути в науке, книга покажет, сколь трудно, но в то же время увлекательно участие в непосредственном диалоге с природой, в познании ее тайн и создании иных форм вещества со свойствами, отличными от тех, что встречаются в естественном мире.

*В. Эдельман*

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Физику обычно считают экспериментальной наукой, и такова, безусловно, точка зрения практически работающего физика, погруженного в мир непрерывно текущего эксперимента. Это очевидно и для студента-дипломника, который уже начал приобщаться к экспериментальным исследованиям. Однако студенту, только начинающему обучение, подобное положение вещей мало знакомо: он лишь изредка слышит о конкретном эксперименте, и, как правило, несколько сказанных по этому поводу фраз дают лишь очень смутное представление о фактической постановке опыта.

Подобная ситуация неизбежна и в определенном смысле даже необходима. Было бы бессмысленно пытаться описать в деталях все эксперименты, результаты которых составляют остов современной физики. Однако нужно все-таки дать студенту возможность почувствовать характер экспериментальной работы. Поэтому мне представляется целесообразным выбранный в этой книге путь ознакомления студента с наиболее выдающимися, ключевыми экспериментами физики XX века. Это эксперименты, которые послужили поворотными моментами в наших представлениях о тех или иных явлениях природы или существенно расширили наши возможности познания.

Разумеется, выбор экспериментов, описание которых составляет эту книгу, по существу, произволен. Я решил ограничиться только XX веком и опустить те разделы — теорию относительности, «чистую» ядерную физику и раннее развитие атомной физики, — которые уже достаточно подробно рассматривались ранее. Однако даже в этих пределах другие авторы, несомненно, могли бы сделать несколько иной выбор.

Я попытался показать каждый эксперимент в рамках физики того времени, чтобы читатель мог понять, почему тот или иной эксперимент был осуществлен именно тогда и как это было сделано. Я стремился избегать исторически неточных утверждений, но я не претендую на роль историка и не ставил своей задачей подробное описание истории каждого эксперимента.

Огромную помощь оказало мне личное знакомство со многими физиками, работы которых описаны в этой книге. Я хотел бы поблагодарить за полезные беседы или переписку следующих лиц: Дж. Ф. Аллена, П. В. Андерсона, Джона Бардина, Мартина М. Блока, Уолтера Х. Браттейна, Чарлза Вайнера, Ц. С. Ву, С. А. Гаудсмита, Ли Гродзенца, Рассела Дж. Доннели, Ивара Живера, Мартина Клейна, Клайда Коуэна (мл.), Николаса Курти, Леона М. Ледермана, Уиллиса Е. Лэмба (мл.), Джеймса Е. Мерсеро, Рудольфа Мёссбауэра, А. А. Пензиаса, Фреда Рейнса, А. Х. Розенфельда, Дж. М. Роуэлла, Н. П. Самиоса, С. А. Свенсона, С. Х. Таунса, В. Л. Телегди, Барри Н. Тэйлора, А. Л. Шавлова, Сиднея Шапиро, Уильяма Шокли и Дж. Р. Шриффера. Я особенно признателен тем исследователям, работы которых рассматриваются в этой книге, — за разрешение использовать их публикации. Полезные материалы об изучении транзисторов я получил из библиотеки им. Нильса Бора в Центре по истории физики при Американском институте физики. Я высоко оцениваю сотрудничество с персоналом Исследовательской библиотеки при Брукхейвенской национальной лаборатории, а также научной библиотеки Клайна при Йельском университете. Существенную помощь оказали мне Джэк Гринберг, Пит Мартин и Боб Эдер. Я благодарен Каролин Вуст, Дебби Иерарди, Конни Ло Ре, Крис Сайта, Кит Серджио и Лесли Фриборн за их помощь при подготовке рукописи в печать. Наконец, я глубоко признателен Д. А. Бромли и всему персоналу физического факультета Йельского университета за гостеприимство, оказанное мне во время академического отпуска в начале 1972 г., когда я приступил к работе над этой книгой.

Джордж Л. Тригг

## БЛАГОДАРНОСТИ

Автор выражает признательность следующим организациям и отдельным лицам за разрешение использовать оригинальные источники:

издательству «Иоханнес Амброзиус Барт» за перевод цитат и исследование рисунков из статьи Книппинга и Лауэ, опубликованной в *Annalen der Physik*;

фирме «Тэйлор и Фрэнсис» за цитаты и рисунки из статей Томсона и Мозли, опубликованных в *Philosophical Magazine*;

Британскому королевскому обществу за цитаты и рисунки из статей Томсона, Даунта и Мендельсона, Аллена и Майзнера, опубликованных в *Proceedings of the Royal Society, Series A*;

Королевскому институту Великобритании за цитаты и рисунки из статьи Томсона, опубликованной в *Proceedings of the Royal Institution*;

Эдуарду Идо Н. В. за цитаты и рисунки из статей Камерлинг-Оннеса и Бокса, Кеезома, Кеезома и Клузиуса, опубликованных в Сообщениях Физической лаборатории Лейденского университета;

издательству С. Хирцеля за перевод цитат и использование рисунков из статьи Мейсснера, опубликованной в *Physikalische Zeitschrift*;

издательству «Норс-Холланд» за цитаты и рисунки из статей Кеезома и мисс Кеезом, опубликованных в *Physica*;

фирме «Макмиллан и К<sup>0</sup>» за цитаты и рисунки из статей Капицы, Аллена и Майзнера, Аллена и Джонса, Даунта и Мендельсона, Кикоина и Лазарева, Неймана, опубликованных в *Nature*;

Американскому физическому обществу за цитаты и рисунки из статей Скотта; Раби, Захариаса, Миллмана и Куша; Миллмана, Раби и Захариаса; Лэмба и Резер-

## ВОЛНОВАЯ ПРИРОДА РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ

Едва ли в истории науки можно назвать другое открытие, которое столь быстро нашло бы практическое применение, как открытие рентгеновских лучей. Уже через несколько месяцев после того, как они были обнаружены Вильгельмом Рентгеном в декабре 1895 г., их начали использовать для медицинской диагностики и контроля металлических отливок. Однако лишь спустя не менее двух десятков лет удалось установить истинную природу этих лучей.

Вопрос о природе рентгеновских лучей служил предметом дискуссий почти с самого момента их открытия. Многие ученые склонны были считать их идентичными катодным лучам — пучкам электронов, эмиттируемых с поверхности катода при электрическом разряде в газе под низким давлением, хотя магнитное поле и не оказывало влияния на рентгеновские лучи. Некоторые ученые полагали, что эти лучи представляют собой продольные колебания «эфира», а по мнению иных, это были волны, напоминающие световые. Трудность заключалась в том, что известные свойства рентгеновских лучей и их действие, казалось, не удовлетворяют ни одной из этих гипотез. Когда рентгеновские лучи падали на вещество, они рассеивались во многом аналогично тому, как рассеивается свет на мутной жидкости, однако никому не удавалось наблюдать их отражение или преломление<sup>1</sup>. Безуспешными оказались также попытки добиться поляризации этих лучей методом селективного поглощения, подобно тому как это происходит при падении

<sup>1</sup> Отражение рентгеновских лучей удалось наблюдать лишь в 1923 г. Однако это было не обычное отражение, которое имеют в виду, говоря об отражении видимого света; то был особый случай так называемого полного внутреннего отражения, и оно имело место лишь при почти скользющем падении луча.

форда; Куша и Фоли; Бардина; Бардина и Браттейна; Ву, Эмблера, Хейурда, Хоппса и Хадсона; Гарвина, Ледермана и Вейнриха; Фридмена и Телегди; Рейнеса, Коуэна, Харрисона, Мак-Гайра и Крузе; Гордона, Цайгера и Таунса; Гордона; Шавлова и Таунса; Меймана; Меймана, Хоскинса, д'Хененса, Асавы и Евтухова; Живера и Мегерле; Роуэлла и Андерсона; Роуэлла; Шапиро; Живера; Лангенберга, Скалапино, Тэйлора и Экка; Жаклевича, Лэмба, Сильвера и Мерсеро; Паркера, Лангенберга, Дененштейна и Тэйлора; Барнса и др.; Вуди и др., опубликованных в *The Physical Review* и *Physical Review Letters*;

научному издательству «Эльзевир» за цитаты и рисунки из Нобелевской лекции Бардина, опубликованной в *Nobel Lectures in Physics*;

Американской ассоциации преподавателей физики за цитаты и рисунок из статьи Браттейна, опубликованной в *The Physics Teacher*;

издательству «Мак-Гроу Хилл» за цитату из книги Р. Х. Марча, *Physics for Poets*;

издательству «Шпрингер» за перевод цитат и использование рисунков из статьи Мёссбауэра, опубликованной в *Zeitschrift für Physik*;

журналу *Zeitschrift für Naturforschung* за перевод цитат и рисунок из статьи Мёссбауэра;

Смитсониевскому институту за цитату и рисунки из статьи Коуэна, опубликованной в отчете этого института за 1964 г.;

американской компании «Телефон энд телеграф» за цитаты и рисунки из статьи Кроуфорда, Хогга и Ханта, опубликованной в *Bell System Technical Journal*;

Американскому физическому институту за цитату из статьи Андерсона, опубликованной в *Physics Today*, а также за цитату и рисунок из статьи Пензиаса, опубликованной в *Review of Scientific Instruments*;

издательству Чикагского университета за цитаты и рисунок из статей Пензиаса и Вильсона, опубликованных в *Astrophysical Journal*.

видимого света на турмалин. В 1906 г. Чарльзу Баркла удалось получить поляризацию этих лучей методом двойного рассеяния<sup>1</sup>. Однако многих исследователей это не убедило, так как подобные эксперименты можно было объяснить, предположив, что рентгеновские лучи состоят из вращающихся частиц.

Действительно пробным камнем для доказательства волновой природы вновь открытых лучей могло бы стать наблюдение для них интерференционных эффектов. Именно таким образом столетием раньше Томас Юнг доказал волновую природу видимого света. Проведению соответствующих экспериментов мешало незнание диапазона длин волн рентгеновских лучей. Решающую роль сыграла работа, сделанная в 1912 г. Максом фон Лауэ, Вальтером Фридрихом и Паулем Книппингом (за нее Лауэ в 1914 г. получил Нобелевскую премию). Далее мы опишем проведенный ими эксперимент, сообщение о котором впервые было опубликовано в Трудах Королевской академии наук Баварии и позднее перепечатано в журнале *Annalen der Physik*.

Попытки наблюдать интерференцию рентгеновских лучей предпринимались и ранее. Еще в 1899 г. Герман Хага и Корнелис Винд пропускали пучок рентгеновских лучей через треугольную прорезь. Если лучи представляют собой волны, то, как полагали исследователи, они должны испытывать дифракцию на краях прорези, в результате чего изображение прорези на фотопластинке должно быть шире, чем сама прорезь<sup>2</sup>. Если бы это

---

<sup>1</sup> Интерпретация этого опыта на языке поперечных электромагнитных волн состоит в следующем. Рассмотрим неполяризованный пучок, падающий под углом  $45^\circ$  на рассеивающую поверхность. Пучок, отраженный от поверхности под тем же углом  $45^\circ$ , т. е. под прямым углом к падающему, окажется по крайней мере частично поляризованным (степень поляризации определяется оптическими свойствами рассеивателя), причем преимущественное направление вектора электрического поля будет параллельно плоскости рассеивающей поверхности. Вследствие этого после повторного рассеяния на  $90^\circ$  интенсивность рассеянного пучка будет сильно зависеть от азимутального угла между конечным рассеянным пучком и промежуточным. В частности, рассеяние минимально, когда конечный пучок перпендикулярен как исходному падающему, так и промежуточному пучку, и максимально, когда падающий и рассеянный пучки параллельны (или антипараллельны).

<sup>2</sup> Треугольная прорезь использовалась по двум причинам: во-первых, из-за уже упомянутого незнания диапазона длин волн, а

было так, то величина уширения при известных размерах установки позволила бы оценить длину волны. Хага и Винд пришли к выводу, что если интерференционные эффекты и имели место, то соответствующая длина волны не должна превышать  $10^{-9}$  см. В 1908 г. этот опыт повторили Бернард Вальтер и Роберт Поль, которые пришли к еще более обескураживающим результатам: согласно их оценкам, длина волны не превосходила  $10^{-10}$  см. В 1912 г. эти результаты были проверены Арнольдом Зоммерфельдом, который провел фотометрические измерения на специальных фотопластиках, изготовленных Петером Кохом, и выводы, сделанные Хага и Виндом, вновь подтверждались: доказательств волновой природы рентгеновских лучей получено не было, но если она действительно такова, то соответствующая длина волны по порядку величины составляет  $10^{-9}$  см.

Лауэ удалось привести эти данные в соответствие с теорией строения атома и твердого тела. Ему было известно, что еще в 1850 г. Браве ввел в кристаллографию теорию, согласно которой атомы в кристаллах упорядочены в пространственную решетку. Если рентгеновские лучи действительно являются волнами, то следует ожидать, что при возбуждении вынужденных, или свободных, колебаний пространственно-упорядоченная структура приведет к интерференционным эффектам. Более того, как он считал, «постоянные решетки нетрудно вычислить, зная, помимо кристаллографических параметров, молекулярный вес исследуемого соединения, его плотность и число молекул в грамм-моле. Таким путем постоянная решетки оценивается величиной порядка  $10^{-8}$  см...» Это была как раз та величина, которая позволила бы наблюдать заметные интерференционные явления с рентгеновскими лучами, если бы эти лучи действительно имели волновую природу.

Известные в то время теоретические данные, касающиеся оптической интерференции, нельзя было использовать непосредственно ввиду серьезного затруднения, состоявшего в трехмерной периодичности пространственной кристаллической решетки, тогда как оптические

---

следовательно, и подходящей ширины прямой щели; во-вторых, потому что расширение изображения у вершины должно быть во всяком случае больше, чем у основания, и поэтому там его легче было бы наблюдать.

дифракционные решетки обладали периодичностью только в одном (максимум в двух) измерении. Поэтому Лауэ разработал свою теорию, исходя из предположения, что каждый атом возбуждается в равной степени под действием падающей плоской волны, распространяющейся со скоростью света. Мы не будем обсуждать здесь в деталях выводы этой теории; ее основной результат состоял в получении трех условий, определяющих направления, в которых интенсивность рассеяния достигала максимума. Каждое из этих условий определяло «набор круговых конусов, оси которых совпадали с одним из ребер» элементарной ячейки пространственной решетки. «Итак, очевидно, — писал Лауэ, — что только в исключительных случаях одно и то же направление удовлетворит одновременно всем трем условиям... Тем не менее следует ожидать заметного максимума интенсивности вблизи тех мест, где линия пересечения конусов из первых двух наборов сближается с конусом из третьего набора». Если рассеянные лучи падают на плоские фотопластины, эти максимумы должны представлять собой отдельные точки, которые группируются далее в семейства кривых — конические сечения<sup>1</sup>, точнее, максимумы возникают в местах, где три кривые (по одной из каждого семейства) пересекаются или подходят близко друг к другу.

«Следует отметить, что для данной пространственной решетки разбиение на элементарные параллелепипеды не единственно: его можно произвести бесчисленным множеством способов... Согласно вышесказанному, максимумы интенсивности могут быть сгруппированы вдоль пересекающихся конических сечений вокруг осей, возникающих при указанных возможных разбиениях; вообще каждому такому разбиению соответствует свой способ группировки максимумов».

По предложению Лауэ, Фридрих и Книппинг провели экспериментальную проверку этой теории. После нескольких предварительных исследований на временной установке была создана установка, показанная на рис. 1.1. «Из пучка рентгеновских лучей, испускаемых

<sup>1</sup> Коническим сечением называется кривая, образованная пересечением плоскости и кругового конуса. К коническим сечениям относятся окружности, параболы, эллипсы и гиперболы.

антикатодом  $A$  рентгеновской трубки, при помощи диафрагм  $B_1, B_2, B_3, B_4$  вырезался узкий пучок диаметром около 1 мм. Этот пучок проходил через кристалл  $Kr$ , установленный на гониометре  $G$ . С различных сторон и на различных расстояниях от кристалла размещались

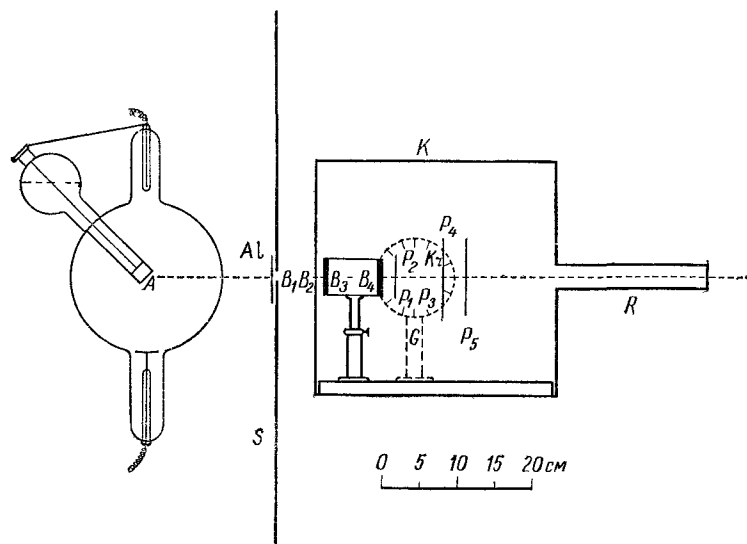


Рис. 1.1 Установка Фридриха и Книппинга для изучения рассеяния рентгеновских лучей, проникающих сквозь кристалл [Ann Physik, 41 (1912), стр. 979, рис. 1]

фотопластины  $P$ , на которых регистрировалось распределение интенсивности вторичного излучения, испускаемого кристаллом. Установка была достаточно хорошо защищена от нежелательного излучения большим свинцовым экраном  $S$  и свинцовым кожухом  $K$ .

Монтаж и юстировка экспериментальной установки производились оптическим путем. Мы использовали установленный неподвижно катетометр, зрительная труба которого была снабжена визиром; «горячее пятно» антикатада, диафрагмы и ось гониометра поочередно совмещались с оптической осью зрительной трубы... Диафрагмы  $B_1 — B_3$  в основном блокировали вторичное излучение от стенок трубки, тогда как диафрагма  $B_4$  ограничивала размеры пучка рентгеновских лучей,



падающего на кристалл. Диаметр отверстия обычно составлял 0,75 мм; оно было просверлено в свинцовом диске толщиной 10 мм, и его положение можно было регулировать с помощью трех регулировочных винтов (не показаны на рисунке) так, чтобы ось отверстия точно совпадала с осью зрительной трубы или осью пучка. Таким образом удалось достигнуть того, что на кри-

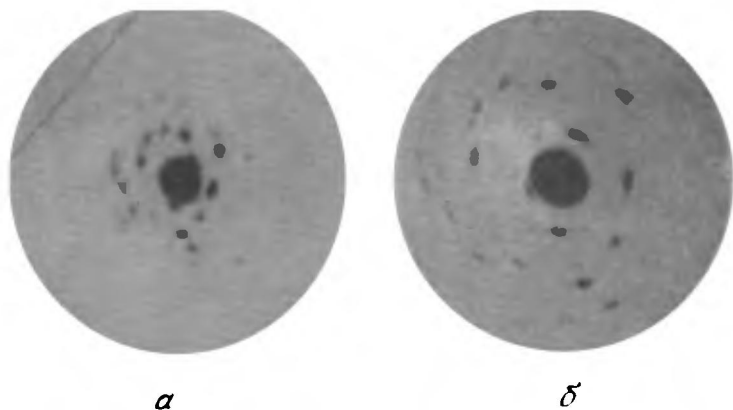


Рис 12. Две картины рассеяния, полученные при первой экспозиции: а — на пластине  $P_4$  (см. рис. 1.1); б — на пластинке  $P_5$  [Ann Physik, 41 (1912), лист I, рис 2 и 1 соотв.]

сталл падал пучок рентгеновских лучей, имеющих круглое сечение... Трубка  $R$  служила для отвода, насколько это возможно, вторичного излучения, возникающего при падении первичного излучения на заднюю стенку кожуха.

После такой юстировки ось гониометра устанавливалась обычным образом — перпендикулярно пучку лучей. Аналогично устанавливались держатели с фотопластинами. После того как эта стадия монтажа аппаратуры была окончена, на гониометрическом столике при помощи липкой замазки закреплялся предназначенный для облучения кристалл (при этом вновь использовалась упомянутая выше зрительная труба). Эту весьма существенную для опыта юстировку нам удавалось про- извести с точностью до (угловой) минуты».

Первая экспозиция на установке производилась с низкокачественным кристаллом медного купороса, который использовался в предварительных экспериментах. На рис 1.2 показаны изображения, полученные на фотопластинах  $P_4$  и  $P_5$  при облучении кристалла. «Следует заметить, что расстояния между кристаллом и пластинами  $P_4$  и  $P_5$  пропорциональны размерам изображений на пластинах  $P_4$  и  $P_5$  соответственно; отсюда можно сделать вывод, что лучи выходят из кристалла по прямым линиям. Обнаружено также, что отдельные вторичные пятна имеют одни и те же размеры, несмотря на большее удаление пластины  $P_5$  от кристалла. Отсюда с достаточной очевидностью следовало, что вторичные лучи, образующие отдельные пятна, выходят из кристалла параллельным пучком.

Следовало ожидать, что явление станет еще более наглядным и простым для понимания, если использовать кристалл правильной (кубической) структуры, а не триклинный кристалл медного купороса, поскольку можно с определенностью полагать<sup>1</sup>, что простейшая пространственная решетка лучше всего отвечает нашей задаче. Поэтому правильный кристалл цинковой обманки оказался нам вполне подходящим... Мы вырезали из хорошего кристалла параллельно граням куба (т. е. перпендикулярно главной оси кристалла) плоскую пластину размером  $10 \times 10$  мм и толщиной 0,5 мм. Эта пластина ориентировалась так, чтобы первичные лучи падали на нее перпендикулярно грани куба. На рис. [1.3] изображен результат одной из таких экспозиций. Распределение вторичных пятен полностью симметрично относительно положения первичного (нерассеянного) пучка. Наличие симметрии четвертого порядка, безусловно, является одним из наиболее ярких подтверждений того, что здесь играет роль именно пространственная периодичность решетки, а не какое-либо иное свойство кристалла».

Другая работа Лауэ, опубликованная несколько позже, содержала более детальный анализ. Как отмечалось выше, к тому времени Лауэ уже вывел уравнения, определяющие направления максимумов. Для

<sup>1</sup> Достоверная расшифровка кристаллической структуры стала возможна лишь в результате проведения описанных здесь работ.

кубического кристалла и при падении пучка вдоль одной из его главных осей эти уравнения принимают простой вид:

$$\alpha = \frac{h_1 \lambda}{a}, \quad \beta = \frac{h_2 \lambda}{a}, \quad 1 - \gamma = \frac{h_3 \lambda}{a}, \quad (1.1)$$

где  $\lambda$  — длина волны,  $a$  — длина одного из ребер элементарной ячейки кубической кристаллической решетки;  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  — косинусы углов между направлением на максимум и осями  $x$ ,  $y$ ,  $z$  соответственно (ось  $z$  совпадает с

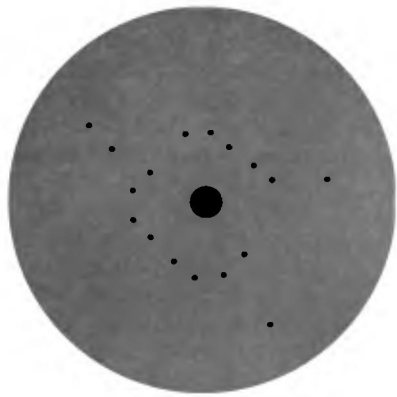


Рис 1.3 Распределение пятен, вызванных рентгеновскими лучами, прошедшими сквозь кристалл сульфида цинка [Ann. Physik, 41 (1912) лист II, рис. 5].

направлением падающего пучка);  $h_1$ ,  $h_2$ ,  $h_3$  — целые числа (положительные, отрицательные или нули). Лауэ удалось объяснить положение всех пятен на рис. 1.3, подобрав соответствующие значения величин  $h_1$ ,  $h_2$ ,  $h_3$  и предположив, что в составе излучения имеется пять дискретных длин волн.

Вскоре У. Л. Брэгг подверг критике анализ, проведенный Лауэ. Брэгг отметил, что существует несколько наборов величин  $h_i$ , удовлетворяющих всем трем уравнениям (1.1) при той или иной из рассматриваемых пяти значений длины волны, для которых, однако, соответствующих пятен на пластине не обнаруживалось. Брэгг выдвинул альтернативное объяснение, предположив, что

падающее излучение характеризуется непрерывным распределением длин волн и максимумы образуются вследствие интерференции не пучков, создаваемых отдельными атомами, а пучков, отраженных от семейств параллельных плоскостей. Этот механизм будет приводить к образованию максимумов интенсивности всякий раз, когда длина волны  $\lambda$ , угол  $\theta$  между падающим пучком и нормалью к плоскостям, расположенным на расстоянии  $d$  друг от друга, связаны соотношением

$$n\lambda = 2d \cos \theta,$$

где  $n$  — целое положительное число (Брэгг всюду принимает его равным единице). Дискретность пятен на фотопластине объяснялась тем, что в кристаллической решетке существуют лишь дискретные семейства плоскостей, проходящих через атомы. Подход Брэгга оказался куда более плодотворным, чем метод Лауэ, так как он позволил не только объяснить положение пятен, но и качественно описать их интенсивность. Вскоре совместно со своим отцом, сэром У. Х. Брэггом, Брэгг применил этот метод к дальнейшим исследованиям как рентгеновских лучей, так и кристаллов.

Примечательно, что в своей первой работе Лауэ отмечал, что согласие вычислений с экспериментом «не скрывает того факта, что наша теория может быть улучшена в любом отношении». Однако основные качественные выводы остались неизменными и при более глубоком анализе. «То, что выходящее из кристалла излучение имеет волновую природу, ясно доказывается резкостью максимумов интенсивности, которую легко объяснить как проявление интерференции, но весьма затруднительно — на основе корпускулярных понятий... Тем не менее можно было бы продолжать сомневаться в волновой природе первичного излучения. Предположим, что атомы кристалла возбуждаются корпускулярным потоком. В этом случае в состоянии когерентных колебаний приходили бы лишь цепочки атомов, в которые попала одна и та же частица. Следовательно, мы получили бы лишь одно условие для максимума интенсивности и, как это ясно из соображений симметрии, оно выполнялось бы на окружности с центром в точке падения первичного пучка. Тогда стало бы совершенно непонятным нарушение непрерывности этой окружности, которое,

очевидно, имеет место. К тому же исходные лучи и лучи, испускаемые кристаллом по всем направлениям, столь похожи, что со всей возможной определенностью допустимо сделать вывод о волновой природе последних, если это справедливо в отношении первых»<sup>1</sup>.

---

<sup>1</sup> В настоящее время ясно, что приведенная цитата не совсем отвечает истине. Дискретность и симметрия кристалла приводят к тому, что и при рассеянии частиц, например протонов, появляется дискретная структура (см. в частности, Тулинов А. Ф., Влияние кристаллической решетки на некоторые атомные и ядерные процессы, УФН, 87, 585, 1965, Томпсон М. Каналирование частиц в кристаллах, УФН, 99, 297, 1969).— *Прим ред.*

## Глава 2

### ИЗОТОПЫ

Электрический разряд в газах привлекал значительное внимание физиков начиная с середины прошлого столетия, когда совместное использование ртутного насоса Гейслера<sup>1</sup> и индукционной катушки Фарадея позволило проводить газовый разряд в контролируемых условиях, что придало смысл этим опытам. Важность этих исследований для развития осветительной техники очевидна, а с 50-х годов нашего века они приобрели особый интерес в связи с проблемой получения термоядерной энергии. Однако менее широко известно, что газовому разряду мы обязаны значительной частью наших знаний в области атомной физики. Разряд в газе применялся в качестве источника света в спектроскопии, изучение газового разряда привело к открытию электрона, которое послужило первым неопровержимым доказательством делимости атома. Именно такие опыты проводил Рентген, когда он открыл новый вид излучения. Наконец, в процессе изучения одного из видов газового разряда, а точнее, положительно заряженных лучей сэра Дж. Дж. Томсон впервые обнаружил, что не все атомы данного химического элемента строго идентичны. Настоящая глава посвящена истории этого открытия.

В 1886 г. Ойген Гольдштейн заметил, что если сделать сквозные отверстия в катоде (отрицательном электроде) газоразрядной трубки, то за катодом (т. е. со стороны, противоположной области разряда) возникают светящиеся лучи. Он назвал их *канальовыми лучами*, так

---

<sup>1</sup> Насос Гейслера — аналог механического насоса, в котором роль поршня выполняет столб ртути. В настоящее время насосы такого типа вытеснены из лабораторной практики диффузионными, турбомолекулярными, сорбционными и газоразрядными насосами — *Прим ред.*

как они выходили из малых отверстий, сделанных в сравнительно толстой пластине катода. Однако Гольдштейну не удалось добиться отклонения этих лучей при помощи доступных ему магнитных полей; в 1898 г. этого смог добиться лишь Вилли Вин. Он не только доказал, что эти лучи заряжены положительно, но и оценил характерное для них отношение заряда к массе<sup>1</sup>. Значение этого отношения оказалось того же порядка величины, что и аналогичное отношение для носителей заряда, найденное ранее при изучении электролиза.

Томсон рассматривал вновь открытые лучи как «наиболее многообещающий объект для изучения природы положительного электричества» и потому предпринял «серию более тщательных исследований по определению величины  $e/m$  для этих лучей при различных условиях». Большая часть полученных Томсоном результатов была опубликована в восьми статьях в *Philosophical Magazine* в период 1907—1912 гг. Частично он докладывал о них также на собраниях Кембриджского философского общества и на трех еженедельных конференциях Королевского института. На лекции, прочитанной перед Королевским обществом, Томсон подвел итоги проделанной работы, которая позднее была опубликована в виде книги. Несмотря на обширный объем публикаций, разобраться в истории вопроса достаточно сложно. Исследования — что неудивительно — проводились в несколько стадий, причем некоторые аспекты их, представлявшие для Томсона значительный интерес, кажутся теперь несущественными. Приводимые Томсоном описания не были вполне ясными даже несмотря на наличие рисунков, однако в конечном результате ошибиться невозможно.

Хотя в основном метод оставался неизменным, по мере продвижения работы он совершенствовался в деталях. Всегда «целью опытов было определение отношения  $e/m$  путем наблюдения за отклонением [луча], кото-

<sup>1</sup> Эти результаты не означали непременно, что каналовые лучи — это потоки отдельных частиц, но лишь свидетельствовали о том, что лучи состоят из какой-то материи, обладающей инерцией, например они могли бы быть чем-то вроде заряженной жидкости. Тем не менее для Томсона в 1907 г. предположение об их атомарной структуре являлось настолько естественным, что он вообще нигде специально не упоминал о нем.

рое создают электрические и магнитные поля». На первой стадии работы «лучи детектировались и их положение определялось по фосфоресценции, которую они вызывали на экране, расположенном в конце разрядной трубки. Были опробованы различные вещества в качестве материала для покрытия экрана»; наиболее удовлетворительным был признан фосфор. «Немало усилий

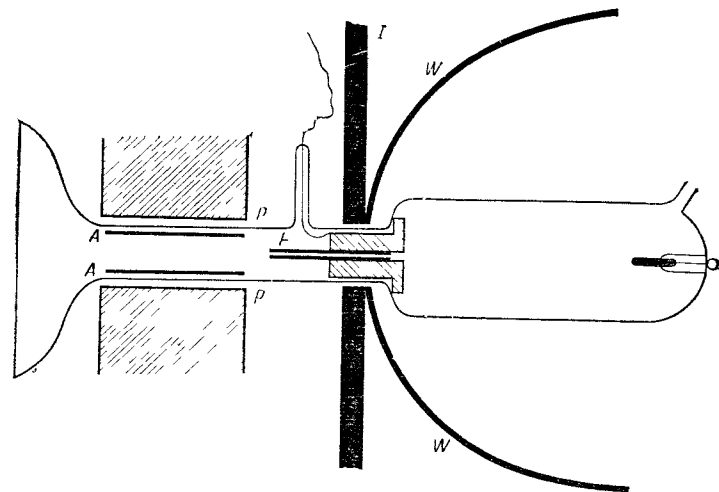


Рис. 21. Ранний вариант установки Томсона для измерения величины  $e/m$  в положительно заряженных лучах [*Phil. Mag.*, 13 (1907), стр. 563, рис. 2].

пришлось затратить на подыскание подходящего вещества для закрепления фосфорного порошка на стекле.

На рис. [2.1] показан вид использованной трубки. В катоде было просверлено отверстие, в которое вставлялась очень тонкая трубка  $F$ . Ее сечение делали как можно меньшим, чтобы обеспечить небольшое четкое фосфоресцирующее пятно на экране. Такими трубками могли служить как тщательно изготовленные стеклянные трубки, так и полые тонкие иглы для подкожных инъекций, которые, как обнаружилось, прекрасно отвечали поставленной цели. Пройдя сквозь иглу, положительные лучи в дальнейшем проходили между двумя плоскими алюминиевыми пластинами  $A, A$ . Эти пластины укреплялись вертикально, так что, если к ним прикладывалась

разность потенциалов, они создавали горизонтально направленную электрическую силу, действие которой приводило к горизонтальному смещению светящегося пятна на экране. Часть газоразрядной трубки, в которой были расположены алюмининевые пластины, делали по возможности более узкой, и она находилась между полюсами  $P, P$  мощного электромагнита... Полюса магнита сближались настолько, насколько позволяли размеры стеклянной трубки, и располагались так, что магнитные силовые линии были горизонтальны и перпендикулярны потоку лучей. Магнитная сила вызывала вертикальное смещение фосфоресцирующего пятна. Для отклонения положительных лучей требовались сильные магнитные поля, и, если бы магнитные силовые линии попали в пространство перед катодом разрядной трубки, они исказили бы разряд в этой области. Такое воздействие могло бы повлиять на положение светящегося пятна на экране, поэтому, не защитив разрядную трубку экраном, мы не могли быть уверены в том, что наблюдаемое смещение пятна полностью обусловлено действием электрических и магнитных полей на положительные лучи, прошедшие сквозь катод.

Для экранирования от воздействия магнитного поля разрядную трубку помещали в кожух  $W$  с отверстием в дне, через которое выводилась наружу часть трубки, лежащая за катодом. За кожухом укреплялся толстый лист [1 на рис. 2.1] из магнитно-мягкого железа, в котором также было просверлено отверстие; за этим листом устанавливалось возможно большее число тонких пластин, подобных тем, что обычно используются в трансформаторах. Когда это было сделано, оказалось, что магнит не оказывает заметного влияния на разряд в области перед катодом...

...Когда лучи не отклонялись, они вызывали появление яркого пятна на экране; когда же они проходили через область электрических или магнитных полей, это пятно не просто смещалось — оно расщеплялось на полосы или пятна, иногда покрывающие значительную площадь. Для измерения скорости лучей и значения  $e/m$  требовалось зафиксировать форму этих пятен... С этой целью был использован следующий метод. Газоразрядную трубку помещали в тщательно затемненную комнату, трубку окрашивали так, чтобы не допустить прохо-

ждения света изнутри нее наружу. При этих условиях фосфоресцирующее пятно на экране выглядело ярким и имело четкие очертания. С наружной стороны тонкого и плоского экрана наблюдатель тушью очерчивал контуры пятна. После этого разряд в трубке выключался,

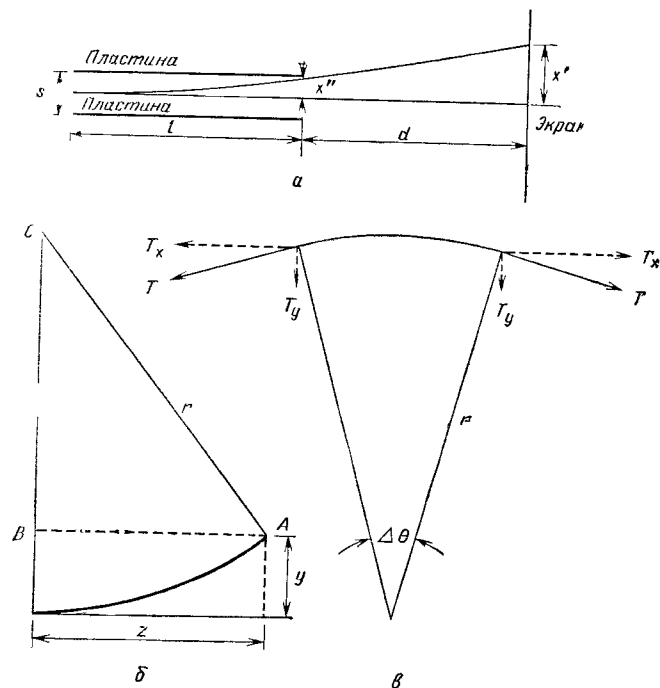


Рис. 2.2. Геометрическая иллюстрация к вычислению отклонения положительных лучей: а — в электрическом поле; б — в магнитном поле; в — провод под действием растягивающих напряжений.

комната освещалась и полученная на экране картина переносилась на кальку; отклонения пятна измеряли затем по этой копии».

Для интерпретации полученных изображений необходимо оценить влияние полей. Это можно весьма точно сделать для электрического поля и приближенно — для магнитного. Геометрия полей в данном опыте показана на рис. 2.2.

Сначала рассмотрим электрическое поле (рис. 2.2, а). Предположим, что оно однородно всюду между пластинами и равно нулю вне их (в своей шестой работе Томсон проанализировал влияние краевых эффектов и не обнаружил существенной разницы в результатах). Пусть расстояние между пластинами равно  $s$ , их длина  $l$ , а разность потенциалов между ними  $V$ , тогда напряженность поля составляет  $V/s$ . Частица с зарядом  $e$  и массой  $m$  будет испытывать в направлении оси  $x$  постоянное ускорение, равное  $(e/m)V/s$ . Время, в течение которого частица находится в поле, равно  $l/v$ , где  $v$  — начальная скорость частицы. За это время она приобретает поперечную скорость

$$v_x = a \frac{l}{v} = \frac{e}{m} \frac{V}{s} \frac{l}{v}$$

и смещается на расстояние

$$x'' = \frac{1}{2} a \left( \frac{l}{v} \right)^2 = \frac{1}{2} \frac{e}{m} \frac{V}{s} \left( \frac{l}{v} \right)^2.$$

За время  $d/v$ , которое понадобится частице для прохождения оставшегося до экрана расстояния  $d$ , она дополнительно сместится по оси  $x$  на расстояние  $v_x(d/v) = eVld/msv^2$ . Таким образом, полное смещение на экране составит

$$x' = \frac{1}{2} \frac{e}{mv^2} \frac{V}{s} (2ld + l^2) = \frac{1}{2} \frac{e}{mv^2} \frac{V}{s} l(l + 2d). \quad (2.1)$$

Смещение в магнитном поле также достаточно просто вычислить при идеализованных условиях, т.е. принимая, что на всем пути к экрану частица находится под действием однородного магнитного поля. В этом случае траектория частицы представляет собой дугу окружности. Магнитная сила всегда направлена перпендикулярно движению частиц и является центростремительной силой; следовательно,

$$Bev = \frac{mv^2}{r},$$

откуда получаем обратный радиус окружности:

$$\frac{1}{r} = \frac{Be}{mv}. \quad (2.2)$$

Применяя теорему Пифагора к треугольнику  $ABC$  на рис. 2.2. б, находим

$$r^2 = (r - y)^2 + z^2,$$

или

$$2ry - y^2 = z^2.$$

Обычно отклонение по оси  $y$  много меньше радиуса кривизны траектории  $r$ , поэтому величиной  $y^2$  можно пренебречь. Тогда

$$y = \frac{1}{2} \frac{z^2}{r}. \quad (2.3)$$

Подставляя сюда значение  $1/r$ , находим

$$y = \frac{1}{2} \frac{e}{mv} Bz^2. \quad (2.4)$$

Это соотношение справедливо при любых значениях  $z$ . Смещение пятна на экране, вызываемое магнитным полем в этом идеализованном случае, равно

$$y' = \frac{e}{mv} B(l + d)^2. \quad (2.5)$$

В действительности, однако, магнитное поле не однородно; уравнения (2.4) и (2.5) заменяются соответственно уравнениями

$$y = \frac{e}{mv} B_0 f(z) \quad (2.4a)$$

и

$$y' = \frac{e}{mv} B_0 f(l + d), \quad (2.5a)$$

где  $B_0$  — значение поля в некоторой произвольной точке отсчета, а  $f(z)$  — функция, зависящая от изменения поля от точки к точке<sup>1</sup>. Функция  $f(z)$  не может быть найдена расчетным путем, она определяется эмпирически; к счастью, нам необходимо лишь ее значение при  $z = l + d$ . Способ ее определения основан на том, что в магнитном поле гибкий провод с током стремится

<sup>1</sup> Читатель, знакомый с основами анализа, может усмотреть причины изменения формул в следующем: в уравнении (2.2) величина  $1/r$  аппроксимировалась значением  $d^2y/dz^2$ ; это приближение эквивалентно тому, что мы пренебрегали величиной  $(y')^2$  в уравнении (2.3). Плотность потока (магнитная индукция)  $B$  становится

свернуться в кольцо, радиус которого задается соотношением

$$\frac{1}{r} = \frac{Bi}{T}, \quad (2.6)$$

где  $i$  — ток в проводе,  $T$  — натяжение провода.

Чтобы убедиться в этом, рассмотрим рис. 2.2, в. Магнитная сила, действующая на участок провода длиной  $r\Delta\theta$ , равна  $Bir\Delta\theta$  и направлена по радиусу от центра; она должна быть скомпенсирована составляющими сил натяжения  $T$ ,  $T$ , каждая из которых равна  $T \sin(\Delta\theta/2)$  и направлена по радиусу к центру. Отсюда получаем  $2T \sin(\Delta\theta/2) = Bir\Delta\theta$ . Для очень малых значений  $\Delta\theta$  можно с достаточной точностью заменить  $\sin(\Delta\theta/2)$  на  $\Delta\theta/2$ , откуда непосредственно вытекает уравнение (2.6). Это уравнение абсолютно аналогично уравнению (2.2). Следовательно, если поместить такой провод в магнитное поле, а затем один его конец перемещать по вертикали до тех пор, пока другой не установится горизонтально (см. рис. 2.3) и таким образом воспроизвести

теперь функцией  $z$ , что можно записать как  $B_0F(z)$ . Поэтому уравнение (2.2) заменяется уравнением

$$\frac{d^2y}{dz^2} = \frac{e}{mv} B_0F(z)$$

Интегрируя его один раз по  $z$  в пределах от 0 до  $z'$ , находим

$$\frac{dy}{dz} \Big|_{z'} - \frac{dy}{dz} \Big|_0 = \frac{e}{mv} B_0 \int_0^{z'} F(z) dz;$$

поскольку на начальном участке траектория касается оси  $z$ , второе слагаемое в левой части равно нулю. Получившееся уравнение можно повторно проинтегрировать — на этот раз по  $z'$  от 0 до  $z$ . Тогда, учитывая, что  $y = 0$  при  $z = 0$ , получаем

$$y = \frac{eB_0}{mv} \int_0^z dz' \int_0^{z'} F(z) dz$$

Таким образом,  $f(z) = \int_0^z dz' \int_0^{z'} F(z) dz$ . Легко убедиться, что при

$F(z) = 1$  (случай однородного поля) последняя формула переходит в (2.4).

условия, в которых находится пучок положительных лучей, то провод примет форму, описываемую кривой

$$y = \frac{l}{T} B_0 f(z),$$

и его внешний конец окажется от горизонтальной оси на расстоянии

$$y_1 = \frac{l}{T} B_0 f(l + d). \quad (2.7)$$

Разделив уравнение (2.5а) на (2.7), получим соотношение

$$\frac{y'}{y_1} = \frac{e}{mv} \frac{l}{T},$$

из которого исключена не только неизвестная функция  $f(l + d)$ , но и величина  $B_0$ . Для удобства пользования приведенными соотношениями, чтобы не прибегать к определению  $y_1$ ,  $i$  или  $T$  для каждого значения  $B_0$ , проще ввести величину  $B_{0w}$ , которая использовалась в опыте с проводом. Тогда можем записать

$$\frac{y'}{y_1} = \frac{e}{iB_{0w}} \frac{mv}{T} B_0,$$

или

$$y' = \frac{e}{mv} \frac{y_1 T}{iB_{0w}} B_0. \quad (2.8)$$

Применение рассмотренного метода демонстрируется на рис. 2.3. «Часть трубки, через которую проходит пучок лучей, была отрезана, в приборе устанавливался металлический стержень так, чтобы его конец совпадал с отверстием узкой трубочки, сквозь которую пропускался пучок положительных лучей. К концу этой

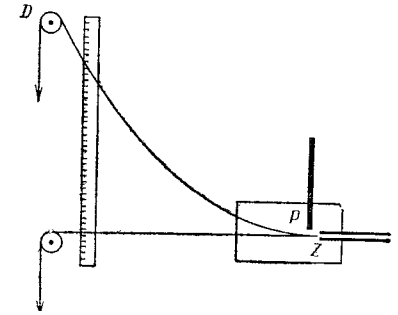


Рис. 2.3. Использование гибкого провода для определения распределения магнитного поля [Phil. Mag., 13 (1907), стр 565, рис 3]

трубочки припаивали очень тонкий провод, который перебрасывался через легкий блок и имел на свободном конце грузик. Блок укрепляли на винте так, что при помощи его он мог передвигаться вверх и вниз; по проводу пропускали ток известной величины, который входил в точке  $Z$  и выходил через блок. Сначала блок был закреплен так, чтобы провод в натянутом состоянии (в отсутствие магнитного поля) совпадал с траекторией неотклоненных лучей. Непосредственно за проводом устанавливали вертикально масштабную линейку; ее край отстоял от отверстия, сквозь которое проникали лучи, на такое же расстояние, как и фосфоресцирующий экран; отсчеты по этой линейке проводились при помощи микроскопа с окулярной шкалой.

Для того чтобы убедиться в том, что касательная к проводу в точке  $z = 0$  расположена горизонтально, использовали следующий метод. Заостренный край стержня  $P$ , перемещаемого винтом, устанавливали на расстоянии 1 мм от закрепленного конца провода, так что в отсутствие магнитного поля край стержня  $P$  касался провода (в этом было легко убедиться, замкнув через точку касания электрическую цепь со звонком). При включении магнитного поля провод отрывался от края стержня, касательная в точке  $z = 0$  теперь уже не проходила горизонтально, но ее прежнее положение можно, однако, восстановить, передвигая вниз или вверх блок  $D$  до тех пор, пока не будет достигнут контакт провода с концом стержня  $P$  (что вновь обнаруживается по звонку). Тогда  $y_1$  будет равно расстоянию по вертикали между точкой, где провод касается края линейки, и точкой, где проходило это касание в отсутствие магнитного поля».

Возвращаясь вновь к уравнениям (2.1) и (2.8), можно видеть, что они содержат два параметра, характеризующие положительно заряженные лучи: отношение заряда к массе  $e/m$  и начальную скорость  $v$ . Перепишем эти уравнения в виде

$$x' = \frac{C_1 e}{mv^2}, \quad y' = \frac{C_2 e}{mv},$$

где  $C_1$  и  $C_2$  — постоянные, зависящие от электрического и магнитного полей и размеров установки. Исключив

$e/m$  из этих уравнений (разделив их друг на друга), получим

$$\frac{y'}{x'} = \frac{C_2}{C_1} v;$$

если же, напротив, исключить из них скорость, то мы будем иметь

$$\frac{(y')^2}{x'} = \frac{C_2^2}{C_1} \frac{e}{m}. \quad (2.9)$$

«Первое из этих уравнений показывает, что если пучок состоит из лучей, имеющих одинаковые скорости, но различные значения  $e/m$ , изменяющиеся вплоть до некоторого максимального значения, то светящееся пятно будет растягиваться электрическими и магнитными полями в прямую линию, исходящую из начала координат. Тогда как, если пучок состоит из двух наборов лучей, один из которых обладает скоростью  $v_1$ , а другой скоростью  $v_2$ , пятно разделится на две прямые линии...

Если отношение  $e/m$  постоянно, а скорости имеют различные значения вплоть до некоторого максимального, светящееся пятно приобретает форму участка parabолы...

Разряд получали при помощи большой индукционной катушки, которая создавала в воздухе искру протяженностью до 50 см, что приводило к вибрациям и разрушению установки. В ходе экспериментов использовалось много трубок, размеры которых слегка различались».

Первые результаты были малообещающими. Размеры трубок не позволяли поддерживать разряд при очень низких давлениях без искрового пробоя по стеклянной оболочке. Типичная картина, наблюдаемая в воздухе при давлениях порядка 1/50 мм рт. ст., показана на рис. 2.4. «Отклонение, обусловленное воздействием только магнитного поля, показано вертикальной штриховкой, только электрического — горизонтальной;

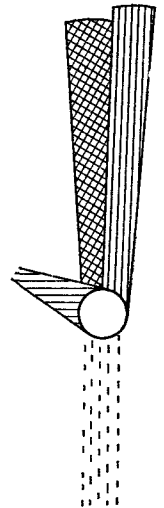


Рис 2.4. Типичная картина фосфоресценции при «высоких» давлениях [Phil Mag., 13 (1907), стр. 568, рис 6].



результат совместного действия полей отмечен комбинированной штриховкой.

Фосфоресцирующее пятно размывается в полосу, растянутую в обе стороны от первоначального положения пятна. Верхняя часть ее свидетельствует о том, что фосфоресценция вызвана лучами, имеющими положительный заряд; нижняя часть (указанная на рисунке точками) отклоняется так, как если бы лучи несли отрицательный заряд... Ограничимся пока рассмотрением верхней части пятна; прямолинейность ее границ говорит о том, что лучи в пучке имеют приблизительно равные скорости, тогда как значения  $e/m$  изменяются в широком диапазоне, от нуля в неотклоненной части пятна до примерно  $10^4$  на верхней ее границе».

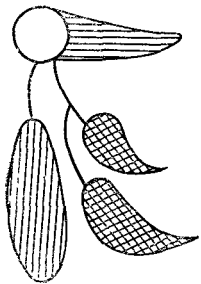


Рис. 2.5. Ранний вариант картины фосфоресценции при низком давлении [Phil. Mag., 13 (1907), стр. 573, рис. 11].

Применяя специальные материалы для электрода, Томсон получил ряд результатов при значительно более низких давлениях. На рис. 2.5 приведена картина разряда в гелии. Достигнутые успехи стимулировали дальнейшую работу по изучению газового разряда при низких давлениях. Как сообщал сам Томсон в своей шестой

статье, он добился этих результатов, работая с трубками, имеющими значительно больший объем разрядной области. Ему удавалось следить за изменением характера картины фосфоресценции по мере снижения давления. Сначала это была прямая полоса, подобная изображенной на рис. 2.4, «которая сохранялась в значительном интервале давлений. Однако при дальнейшем снижении давления на экране начинали появляться яркие пятна, и тогда общая картина выглядела так, как показано на рис. [2.6].

Светящаяся полоса, которая была единственной при высоких давлениях, по-прежнему оставалась на своем месте, хотя ее яркость падала; возникало также ее «негативное» продолжение. По мере дальнейшего уменьшения давления эта часть фосфоресцирующего изображения (вместе с негативным продолжением) становилась все более тусклой — до тех пор, пока наконец при очень

низком давлении она не превращалась в туманную полосу, на которую как бы наложены яркие пятна неправильной формы».

С помощью ряда методов, которые мы не будем описывать здесь, Томсон убедился в том, что «прямая полоса фосфоресценции, которая единственно видна при более высоких давлениях и которая медленно блекнет при понижении давления, в основном обязана своим существованием вторичным лучам, возникающим после прохождения первичных лучей через катод». Дальнейшее внимание Томсон сосредоточил на фосфоресценции, вызываемой первичными лучами. Он обнаружил, что «при низких давлениях в опытах с большими трубками полосы имеют вид отдельных участков параболы для любых газов, наполняющих трубку». Измерив параметры этих парабол и зная значения электрического и магнитного полей, Томсон с помощью уравнения (2.9) вычислил значения  $e/m$  и установил, что «этот эффект может дать полезный способ анализа газа, находящегося в трубке, и определения его атомного веса».

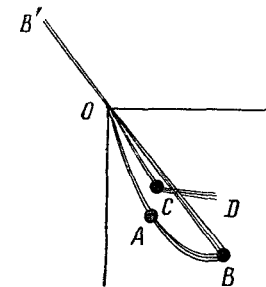


Рис. 2.6. Полученная позже картина фосфоресценции при низком давлении [Phil. Mag., 20 (1910), стр. 754, рис. 3].

Однако Томсон пришел к выводу, что метод регистрации получаемых изображений путем переноса их с фосфоресцирующего экрана на бумагу неудовлетворителен; в частности, в этом случае «точные измерения размеров и положения светящихся кривых более трудны, чем при их фотографировании». Поэтому он перешел к фотографическим методам. Он попытался фотографировать светящийся экран, но отказался от этого способа вследствие того, что здесь требовалось слишком продолжительное время экспозиции даже при наличии очень больших линз. Томсон обнаружил, что «значительно более чувствительный и быстрый способ состоит в установке фотопластины внутри самой трубки, благодаря чему положительные лучи непосредственно падают на эту пластину... Фотопластина весьма чувствительна к этим лучам, значительно более, чем экран, так что

трехминутной экспозиции оказалось достаточно, чтобы увидеть кривые, незаметные на экране». Вместе со своим сотрудником Ф. У. Астоном Томсон изобрел остроумные способы крепления пластин (один из них изображен на рис. 2.7). «Фотопластина подвешивается на шелковой нити, навитой на конец шлифа, герметизирующего выход из стеклянной трубки; при повороте шлифа нить накручивается на него или распускается, так что пластина опускается или поднимается. Пластина скользит по направляющим внутри металлической светонепроницаемой кассеты с единственным отверстием А, расположенным в том месте трубки, через которое проходит пучок положительных лучей... При накручивании нити светочувствительная пластина в кассете поднимается выше отверстия, так что положительные лучи свободно проходят через отверстие и падают на расположенный за ним экран. С его помощью нетрудно установить, создаются ли в трубке положительные лучи. Кассета имела достаточные размеры, чтобы вместить фотопленку, на которой можно было получить три фотографии».

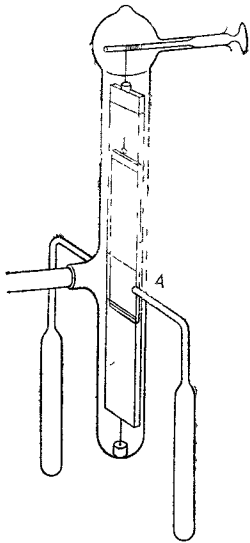


Рис. 2.7. Один из держателей фотопластин [Phil. Mag., 21 (1911), стр. 228, рис. 2].

Томсону удалось поддерживать в области отклонения пучка значительно более низкое давление, чем в области газового разряда. С этой целью он присоединил непосредственно к первой области вакуумный насос (со второй областью насос соединялся лишь через отверстие в катоде). Подобные приспособления позволили Томсону получить более разнообразные и интересные данные: в своей седьмой статье он привел пять фотографий, с помощью которых определялись атомные веса газов, заполняющих трубку (несколько других фотографий отражали другие свойства лучей).

Однако метод по-прежнему оставался недостаточно точным. Так, на фотографии, полученной с трубкой, за-

полненной углекислым газом, была видна всего одна парабола, соответствующая «атомному весу 47», но Томсон не был убежден, относится ли это действительно к углекислому газу (атомный вес которого равен 44) или к озону (с атомным весом 48), образующемуся в трубке при разряде.

Томсон продолжал совершенствовать трубки. В частности, в своей восьмой статье он уделил значительное внимание выбору формы катода и разрядной трубки в его окрестности<sup>1</sup>. Окончательный вид установки приведен на рис. 2.8.

Как уже отмечалось, Томсона интересовала возможность использовать описанную методику как способ химического анализа; по-видимому, он стремился доказать ее полезность в этом отношении. Сэр Джеймс Дьюар «любезно предоставил [ему] два образца газов, полученных из продуктов ожижения воздуха». Результаты проведенных с ними опытов Томсон изложил в лекции, прочитанной в Кембриджском философском обществе и Королевском институте. Один из двух образцов содержал тяжелые компоненты, а второй — более легкие. Первый из них, хотя в его поведении и не обнаружилось ничего необычного, явил собою «пример удобства данного метода, используя который можно с помощью всего лишь одной фотографии положительных лучей определить состав газа в трубке».

Второй образец обладал более удивительными свойствами. «На фотографии более легкого компонента смеси (рис. [2.9])... мы обнаружили линии гелия, неона (очень интенсивную) и аргона; в дополнение к ним

<sup>1</sup> В этой статье говорилось также об измерениях, сделанных при помощи электрического устройства для определения заряда, переносимого лучами с заданным отношением  $e/m$ . Сравнение результатов, полученных при помощи этого устройства, с теми, что были получены методом фосфоресценции или фотографирования, показало, что последние бесполезны для определения относительных количеств ионов разного типа, так как они реагируют как на средние значения скоростей, так и на число падающих частиц. В частности, оказалось, что линии водорода, практически неизбежно присутствующие на пластине или экране, соответствовали лишь небольшой доле ионов от содержащихся в первичном пучке. (Позднее выяснилось, что водород и гелий при использовании их в качестве изучаемой среды оседали на деталях трубки и впоследствии их можно было бы удалить оттуда лишь при отжиге, который невозможно провести для устройства из стекла, герметизированного воском и смазкой.)

наблюдалась линия, соответствующая атомному весу 22, которая не могла быть отождествлена ни с одной из линий известных газов. Сначала я полагал, что эта линия с атомным весом, равным половине атомного веса  $\text{CO}_2$ , должна соответствовать молекуле угольной кислоты

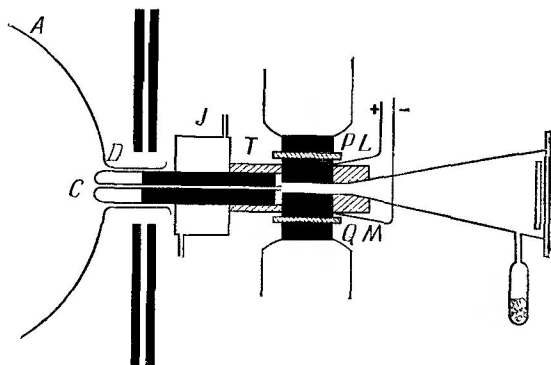


Рис. 2.8 Окончательный вид трубки, использованной Томсоном.

A—большая колба, в которой происходит разряд; C—катод, помещенный в сужении [D] колбы. Катод закреплен в стеклянной колбе при помощи небольшого количества воска и окружен водяной рубашкой J во избежание нагрева воска при разряде. На катод одета эбонитовая трубка [в области T (P)], имеющая указанную на рисунке форму. L и M—две пластины из магнитно-мягкого железа с тщательно обработанными параллельными плоскими гранями. Эти пластины соединены с батареей электрических элементов, так что между ними создается электрическое поле. P и Q—полюса электромагнита, отделенные от пластин L и M тонкими стенками эбонитовой трубки. При включенном электромагните между L и M создается магнитное поле [Proc. Roy. Soc., Ser. A89 (1913), стр. 3, рис. 4].

с двойным электрическим зарядом (на некоторых пластинах можно было заметить слабую линию, соответствующую атомному весу 44). Медленно пропуская газ через трубку, опущенную в сосуд с жидким воздухом, можно было добиться почти полного исчезновения линии 44, тогда как яркость линии 22 оставалась неизменной.

Происхождение этой линии интересно со многих точек зрения. С одной стороны, нет ни одного газообразного соединения любых из известных элементов, которое имело бы указанный атомный вес. С другой стороны, если посмотреть на периодическую систему Менделеева, элементу с таким атомным номером уже не остается места... Возможно, это — соединение неона с водородом  $\text{NeH}_2$  ...однако... я не хотел бы настаивать на этом пунк-

те<sup>1</sup>... Существует, однако, возможность того, что мы понимаем закон Менделеева слишком буквально и что по соседству с неона могут группироваться два или более элементов со сходными свойствами». В лекции,



Рис. 2.9. Спектр парабол для легких инертных газов [Proc. Roy. Inst., 20 (1913), стр. 596, рис. 3].

прочитанной в Королевском институте несколько месяцев спустя, когда Томсон получил те же результаты с очень тщательно очищенными образцами неона, он представил их несколько иначе: «Итак, по моему мнению, нет сомнений в том, что вещество, называемое неона, не является простым газом, а состоит в действительности из смеси двух газов, один из которых имеет атомный вес 20, а другой — около 22».

<sup>1</sup> Помимо химической инертности, свойственной неону, на Томсона произвел впечатление тот факт, что отношение массы к заряду для нового вещества часто оказывается равным 11, т. е. вещество имеет как бы двойной заряд. Такое явление весьма редко встречалось у известных тогда молекул, но было обычным для атомов.

По некоторым причинам Томсон не пошел дальше и не предположил, что существует два «вида» неона, хотя эта идея определенно витала в воздухе в то время. К. Фаянс, А. С. Рассел и Фредерик Содди уже сформулировали законы радиоактивного распада. В частности, в феврале 1913 г. Содди представил в Королевское общество доклад, содержащий следующее утверждение: «Эти результаты доказывают, что почти каждое из вакантных мест в периодической системе между таллием и ураном заполнено неотделимыми друг от друга элементами<sup>1</sup>, атомный вес которых варьируется в пределах нескольких единиц. Это неизбежно приводит к гипотезе, что то же может быть справедливо и для других частей таблицы Менделеева. Как уже отмечалось, теперь нет необходимости искать причину неудач при попытках полчить численные соотношения между атомными весами. Мнение о том, что атомная масса действительно является константой, определяющей все химические и физические свойства элементов, несомненно, опровергается тем фактом, что после испускания  $\alpha$ -частицы (атомная масса 4) оставшиеся продукты возвращаются позднее к исходному химическому типу». Именно Содди позднее в том же году предложил называть такие элементы *изотопами*. Более того, Содди и другие ученые впервые осознали, что законы радиоактивного превращения элементов приводят к тому, что свинец, образующийся при распаде, имеет различные значения атомных весов в зависимости от характера радиационного процесса. Позднее ему совместно с Х. Хименом, а также с Т. У. Ричардсом и М. Е. Лембертом из Гарвардского университета удалось подтвердить это предположение.

Если Томсон и знал об этих работах, он нигде не отметил этого публично<sup>2</sup>. Он предпочел другой подход к решению проблемы. Если две полосы действительно соответствуют двум различным «видам» неона, то эти

<sup>1</sup> Использование Содди термина «неотделимые» применительно к элементам вызвало между ним и профессором Артуром Шустером из Манчестера шутовую переписку на страницах журнала *Nature*. Содди следовало хотя бы допустить возможность их разделения с помощью физических (а не химических) процессов за счет различия в массах.

<sup>2</sup> Томсон относительно мало интересовался радиоактивностью. Он придерживался того мнения, что свойства радиоактивных атомов весьма специфичны и их изучение мало что дает для обычных атомов.

«виды» должны были бы поддаваться разделению с помощью каких-либо физических процессов, зависящих от массы (см. примечание 1, стр. 40). Именно этим путем и пошел Астон. Прежде всего он предпринял фракционированную перегонку, которая не дала определенных результатов. Далее он прибегнул к методу диффузии, причем первые попытки привели к положительным, но недостаточно надежным результатам<sup>1</sup>. Дальнейшие усилия в этом направлении оказались, однако, бесплодными.

Проблема оставалась в таком состоянии вплоть до 1919 г.<sup>2</sup>, когда Астон разработал электромагнитный сепаратор, давший возможность проводить масс-спектрометрические исследования. Одним из первых с помощью нового прибора был изучен неон, и на этот раз сомнению не оставалось места: существуют две (на самом деле три<sup>3</sup>) разновидности, или изотопа, неона. Астон продолжал эти работы с целью продемонстрировать, что у большинства элементов имеется более одного изотопа, и наиболее точно определить их массы. Однако первоначальным толчком к этой работе послужила дополнительная парабола, обнаруженная при изучении разряда в газоразрядной трубке Томсона.

<sup>1</sup> Об этих результатах он докладывал на сессии Британской физической ассоциации в сентябре 1913 г., и они вызвали большой интерес. Это были результаты той же степени важности, что и открытый незадолго перед этим Содди закон радиоактивного превращения. Примечательно, что Содди, по видимому, обратил столь же мало внимания на работы Томсона, как и Томсон на работы Содди.

<sup>2</sup> Основной причиной такого перерыва явилась первая мировая война.

<sup>3</sup> Третий изотоп неона с атомной массой 21 слишком редко встречается, чтобы его можно было обнаружить в опытах Томсона.

## СМЫСЛ АТОМНОГО НОМЕРА

В конце 1913 г. уже не оставалось никаких серьезных возражений против атомной гипотезы, и внимание физиков сосредоточилось на изучении структуры самого атома. Заметный успех, достигнутый в этом направлении, подтверждал правильность модели атома Резерфорда<sup>1</sup>. Однако для разработки более детальной модели (что, в частности, сделал Бор) необходимо было выяснить значение основного параметра — заряда ядра; именно здесь существовала значительная неопределенность. Эксперименты по рассеянию рентгеновских лучей, проведенные в 1907 г. Ч. Баркла, показали, что заряд ядра примерно равен половине атомного веса, умноженного на заряд электрона. Работа Гейгера и Марсдена по рассеянию  $\alpha$ -частиц дала результаты, согласующиеся с этим предположением. (Позднее Бор с успехом воспользовался этим обстоятельством.) Однако оценки оставались приближенными — их точность не превосходила 5%. Неопределенность удалось снять в результате систематического изучения рентгеновских лучей, предпринятого Генри Г. Дж. Мозли. В двух статьях, опубликованных в *Philosophical Magazine* в 1913 и 1914 гг., он показал, что истинной мерой заряда ядра является атомный номер, указывающий место элемента в периодической системе Менделеева.

Баркла и Сэдлер установили ранее, что при использовании любого элемента в качестве излучающей мишени в рентгеновской трубке возникал спектр, состоящий из двух частей: сплошного спектра, не зависящего

от природы мишени, и набора дискретных линий<sup>1</sup>, которые столь же однозначно определяли данный элемент, как и линии его оптического спектра. Ученые обнаружили, что характеристическое излучение каждого элемента формировалось в серии, которые были обозначены буквами *K, L, ...*, в порядке уменьшения «жесткости». По мере перехода от одного элемента к другому в пределах каждой серии «жесткость» возрастала с увеличением номера элемента в периодической таблице. Методы, использованные Баркла и Сэдлером, не позволили получить более определенные соотношения. Поэтому вскоре после того, как была установлена волновая природа рентгеновских лучей и появилась возможность измерить длины их волн, Мозли предпринял попытку «дать общий обзор основных типов излучения высокой частоты». Он начал свою работу в Манчестерском университете и затем продолжил ее в Оксфорде.

Мозли применил метод анализа, развитый Брэггами на основе идеи, с помощью которой Брэгг (мл.) объяснил результаты работ Лауэ с сотрудниками (см. гл. 1), касающихся отражения пучка рентгеновских лучей от кристаллических плоскостей. При таком подходе, как указывал Мозли, обнаруживается, что излучение определенной частоты отражается от поверхности кристалла только тогда, когда оно падает на нее под определенным углом. При этом угол скольжения  $\theta$ , длина волны  $\lambda$  и постоянная кристаллической решетки  $d$  должны быть связаны соотношением

$$n\lambda = 2d \sin \theta,$$

где  $n$  — целое число, которое может быть названо порядком отражения. Схема установки, использованной Мозли, изображена на рис. 3.1. «Рентгеновские лучи, пройдя через щель *S*, падали на поверхность скола *C* кристалла ферроцианида калия, установленного на призматическом столике спектрометра. Поверхность кристалла

<sup>1</sup> Мы употребляем здесь термин «линия», несмотря на то что в период, когда проводились эти опыты, спектр принято было представлять не как распределение по длинам волн, а как распределение по «жесткости», т. е. способности противостоять поглощению; соответственно спектр изображался кривой (ее высота соответствовала интенсивности), а не линиями на фотоснимке.

<sup>1</sup> См. Тригг Дж., Решающие эксперименты, М., «Мир», 1974, гл. 5.



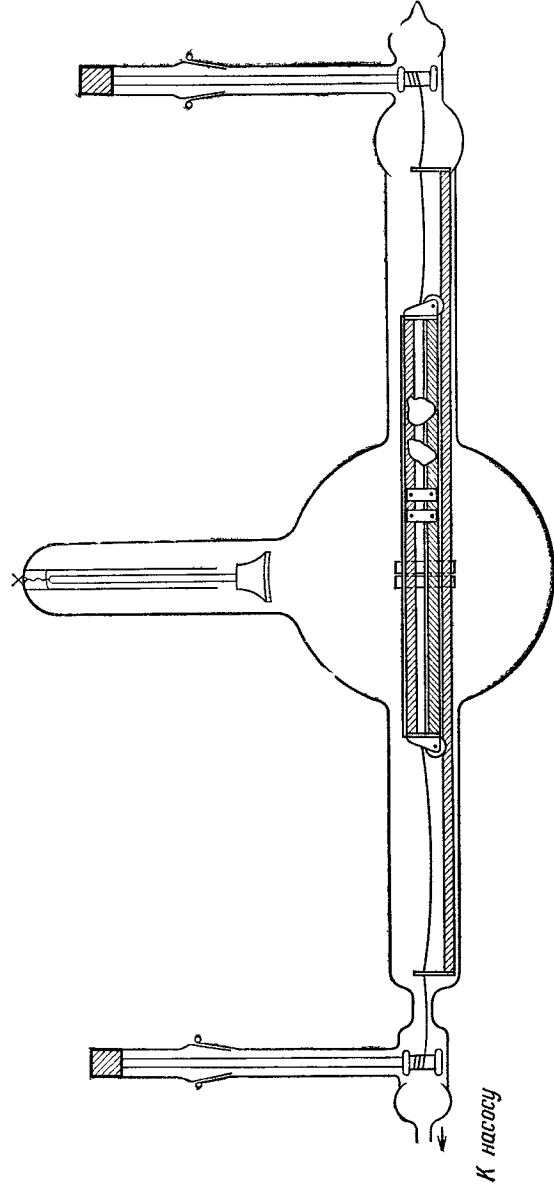


Рис. 3.2 Схематическое изображение рентгеновской трубки Мозли с устройством для замены мишени [Phil. Mag., 27 (1914), стр 704, рис 1].

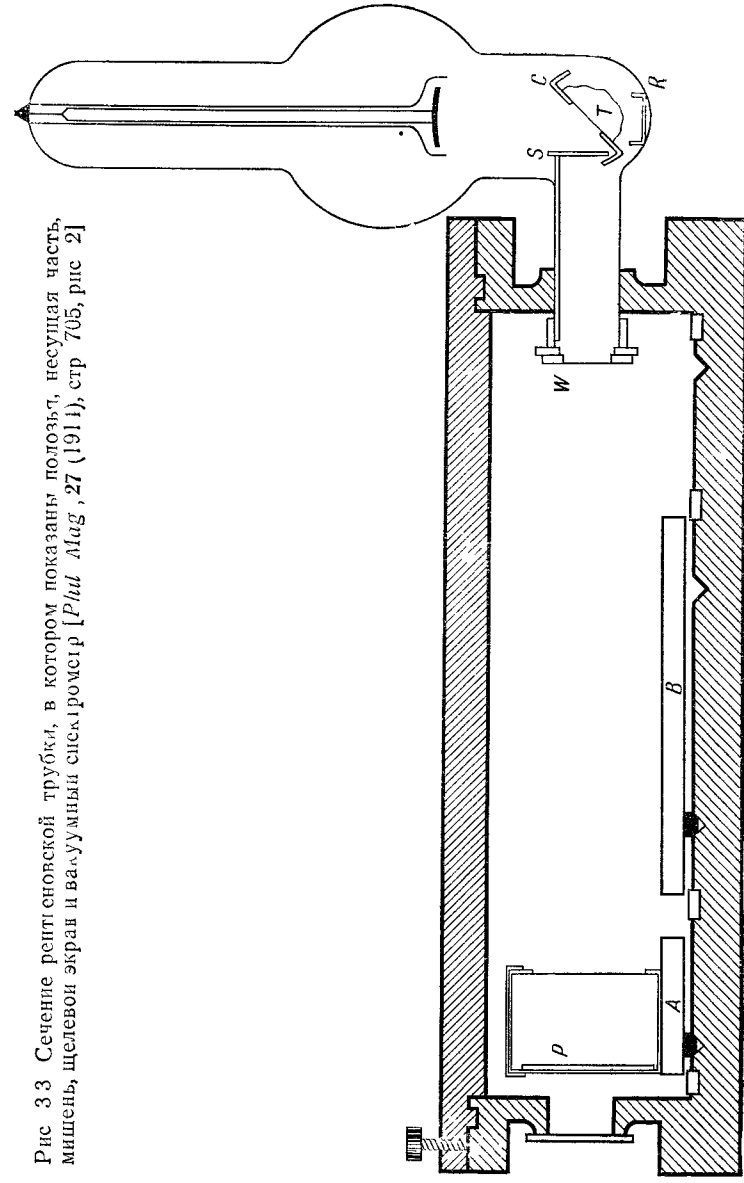


Рис 3.3 Сечение рентгеновской трубки, в котором показаны полость, несущая часть, мишень, щелевой экран и вакуумный спектрометр [Phil Mag, 27 (1914), стр 705, рис 2]

корню из них, так что ошибка оказалась не столь серьезной<sup>1</sup>.

Устройство для замены мишеней показано на рис. 3.2 и 3.3. «Алюминиевая направляющая, которая несет мишени, может смещаться в обе стороны с помощью шелковой лески, навитой на медные катушки. (Катушки могли поворачиваться при помощи притертых стеклянных пробок в вертикальных трубках, расположенных с обеих сторон от основной трубки). Железный экран *S*, закрепленный на полозьях, снабжен тонкой вертикальной щелью, ограничивающей пучок рентгеновских лучей. Щель должна была устанавливаться точно за фокусом пучка, идущего из катода (рентгеновские лучи возбуждались бомбардировкой мишеней катодными лучами); возможные незначительные ошибки можно было откорректировать, отклоняя катодные лучи магнитом. Рентгеновские лучи выходили через боковую трубку диаметром 2,5 см, закрытую алюминиевым окном толщиной 0,022 мм». Спектрометр экранировали от нежелательного излучения свинцовым кожухом, который окружал трубку, как показано на рис. 3.1.

Во второй работе исследования проводились с волнами большей длины. При этом возникли дополнительные трудности, поскольку такое излучение «не может проникать через алюминиевое окно или слой воздуха толщиной более одного-двух сантиметров. Поэтому фотографирование приходилось производить внутри вакуумного спектрометра». На рис. 3.3 показана конструкция этого прибора. Рентгеновская трубка «состоит из баллона, содержащего катод и соединенного очень большим стеклянным Т-образным отростком с длинной трубкой диаметром 4 см, в которой имеются полозья *R* и несущая часть *C*; *S* — щель, определяющая границы пучка, *W* — окно из золотоотбойной пленки<sup>2</sup>, отделяющее трубку от спектрометра... Спектрометр, специально

<sup>1</sup> По существу, эти величины в любом случае сократились бы при определении относительных значений, так как абсолютные значения длины волны (или частоты) содержали бы один и тот же приближенный множитель

<sup>2</sup> Так называют мембрану животного происхождения, используемую для отделения листов металла при изготовлении золотой фольги. Обычно эта пленка воздухопроницаема, хотя иногда требует лакирования, и чрезвычайно прозрачна для рентгеновских лучей.

сконструированный для этого опыта, состоит из прочной цилиндрической железной коробки высотой 8 см с внутренним диаметром 30 см; коробка закрывается крышкой, которая при смазке фланцев обеспечивает герметичность. В дне коробки вырезаны две концентрические канавки. Столик *A*, на котором установлен держатель фотопластины, опирается на три стальных шара, два из которых могут катиться по внешней канавке, а третий — по дну коробки. Положение столика с кристаллом регулируется аналогичным образом при помощи внутренней канавки... На коробке укрепляются шкалы, а на столиках — верньеры<sup>1</sup>».

Использование вакуумированной коробки вызвало новые осложнения. «В этом случае щель и фотография неэквиливантны относительно кристалла, и положение линий спектра на пластине перестает быть независимым от угла, под которым установлен кристалл. Необходимые поправки вычислялись геометрически, проверка производилась путем фотографирования одной и той же линии при отражении как вправо, так и влево при различных углах установки кристалла».

Как утверждал Мозли, «единственная серьезная трудность в этих экспериментах была связана с нагревом мишени при бомбардировке ее катодными лучами, что приводило к выделению газов и разрушению поверхности мишени. Отсюда вытекает необходимость использовать в качестве мишени не слишком легко испаряющийся материал и невозможность применения очень мощных разрядов. Полное время экспозиции, включая интервалы на «отдых», изменялось в пределах от трех минут для веществ типа рутения, которые можно было безопасно нагревать, до тридцати минут для окислов редкоземельных металлов».

Возникла также проблема, связанная с фоновым излучением, имеющим непрерывный спектр. Как правило, это не вызывало особых затруднений, так как непрерывный спектр был таков, что отражение происходило под углами значительно меньшими, чем углы отражения интересующих нас линий характеристического спектра. Однако «при работе с очень короткими длинами волн (соответствующими, например, *K*-линиям серебра

<sup>1</sup> Имеется в виду шкала Верньера для измерения углов.



Ag) нельзя было избежать общего отражения. К сожалению, при фотографировании это приводит к нерегулярному фону, который полностью скрывает слабые линии спектра». Было известно, что фон возникает из-за наличия на поверхности кристалла областей неоднородности, особенно хорошо отражающих падающее излучение. Именно это обстоятельство позволило разработать простые методы, позволившие избавиться от фона. Прежде всего, при сужении щели или увеличении расстояния от нее до кристалла интенсивность фона уменьшается по сравнению с интенсивностью линейчатого спектра. Кроме того, поворот кристалла приводит к смещению и размытию пятен, тогда как резкость линий сохраняется неизменной, если щель и фотопластина расположены на равных расстояниях от отражающей поверхности; последнее условие, как мы уже отмечали, выполнялось при работе с короткими волнами.

Таблица 3.1

Результаты измерений Мозли для K-серий рентгеновских лучей [Phil. Mag., 27, стр. 708, табл. I (1914)]

Элемент	$\lambda \cdot 10^8$ см для $\alpha$ -линии	$Q_K$	Атомный номер	$\lambda \cdot 10^8$ см для $\beta$ -линии
Алюминий	8,364	12,05	13	7,912
Кремний	7,142	13,04	14	6,729
Хлор	4,750	16,00	17	—
Калий	3,759	17,98	19	3,463
Кальций	3,368	19,00	20	3,094
Титан	2,758	20,99	22	2,524
Ванадий	2,519	21,96	23	2,297
Хром	2,301	22,98	24	2,093
Марганец	2,111	23,99	25	1,818
Железо	1,946	24,99	26	1,765
Кобальт	1,798	26,00	27	1,629
Никель	1,662	27,04	28	1,506
Медь	1,549	28,01	29	1,402
Цинк	1,445	29,01	30	1,306
Иттрий	0,838	38,1	39	—
Цирконий	0,794	39,1	40	—
Ниобий	0,750	40,2	41	—
Молибден	0,721	41,2	42	—
Рутений	0,638	43,6	44	—
Палладий	0,584	45,6	46	—
Серебро	0,560	46,6	47	—

В этих экспериментах были получены спектры 38 элементов, от алюминия до золота. Из них для 15 элементов (от Al до Y) были изучены лишь K-серии, для 17 элементов (от Sn до Au) — только L-серии и лишь для

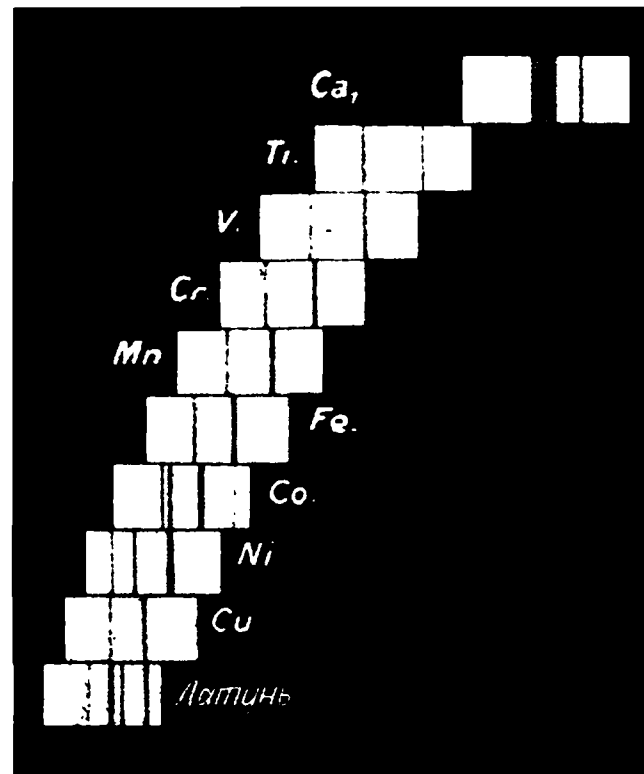


Рис. 3.4. Рентгеновские K-спектры для 10 элементов, лежащих между Ca и Zn [Phil. Mag., 26 (1913), рис XXIII]

6 элементов (Zr, Nb, Mo, Ru, Pd и Ag) — обе серии. В табл. 3.1 приведены данные по элементам, у которых исследовались K-серии, а на рис. 3.4 показаны спектры десяти из этих элементов, расположенные так, что «те части фотографии, которые соответствуют одному и тому же углу отражения, располагаются на одной вертикальной линии». Регулярность возрастания длин волн с

увеличением атомного номера совершенно очевидна. Вид этой картины, по-видимому, заставил Мозли предположить квадратичную зависимость, которой он и следовал при вычислении величины, приведенной в третьем столбце табл. 3.1:

$$Q_k = \sqrt{\frac{\nu}{\frac{3}{4} \nu_0}};$$

здесь  $\nu$  — частота линии, соответствующей большей длине волны в каждом спектре, а  $\nu_0$  — «фундаментальная частота обычного линейчатого спектра, получаемая из постоянной Ридберга, равной  $109\,720\text{ см}^{-1}$  [по данным Мозли]... Сразу видно, что  $Q$  возрастает на одну и ту же величину при переходе от одного элемента к другому, расположенному вслед за ним в периодической системе. Это доказывает, что атом характеризуется некой фундаментальной величиной, которая возрастает скачкообразно при переходе от одного атома к другому. Этой величиной может быть только заряд расположенного в центре атома положительного ядра, существование которого уже было определено доказано. Измеряя отклонение  $\alpha$ -частиц в веществе, Резерфорд показал, что ядро несет положительный заряд, равный по абсолютной величине примерно  $A/2$  зарядам электронов, где  $A$  — атомный вес. Баркла на основании опытов по рассеянию в веществе рентгеновских лучей установил, что число электронов в атоме равно примерно  $A/2$ , что для электрически нейтрального атома приводит к тому же результату. Далее, при переходе к следующему элементу атомный вес возрастает в среднем на 2 единицы, и это наводит на мысль, что  $N$  (заряд ядра) возрастает от атома к атому на один заряд электрона. Таким образом, экспериментальным путем мы приходим к тому, что  $N$  совпадает с номером клетки, занимаемой элементом в периодической системе».

Дальнейшая работа Мозли, которая была изложена в следующей статье, подкрепила этот вывод. На рис. 3.5 спектры элементов<sup>1</sup> нанесены на равноудаленные горизонтальные линии. Элементы расположены в порядке

<sup>1</sup> К этому времени уже было установлено, что спектр  $K$ -серии состоит из двух линий, а  $L$ -серия содержит шесть линий, четыре из которых были тщательно промерены.

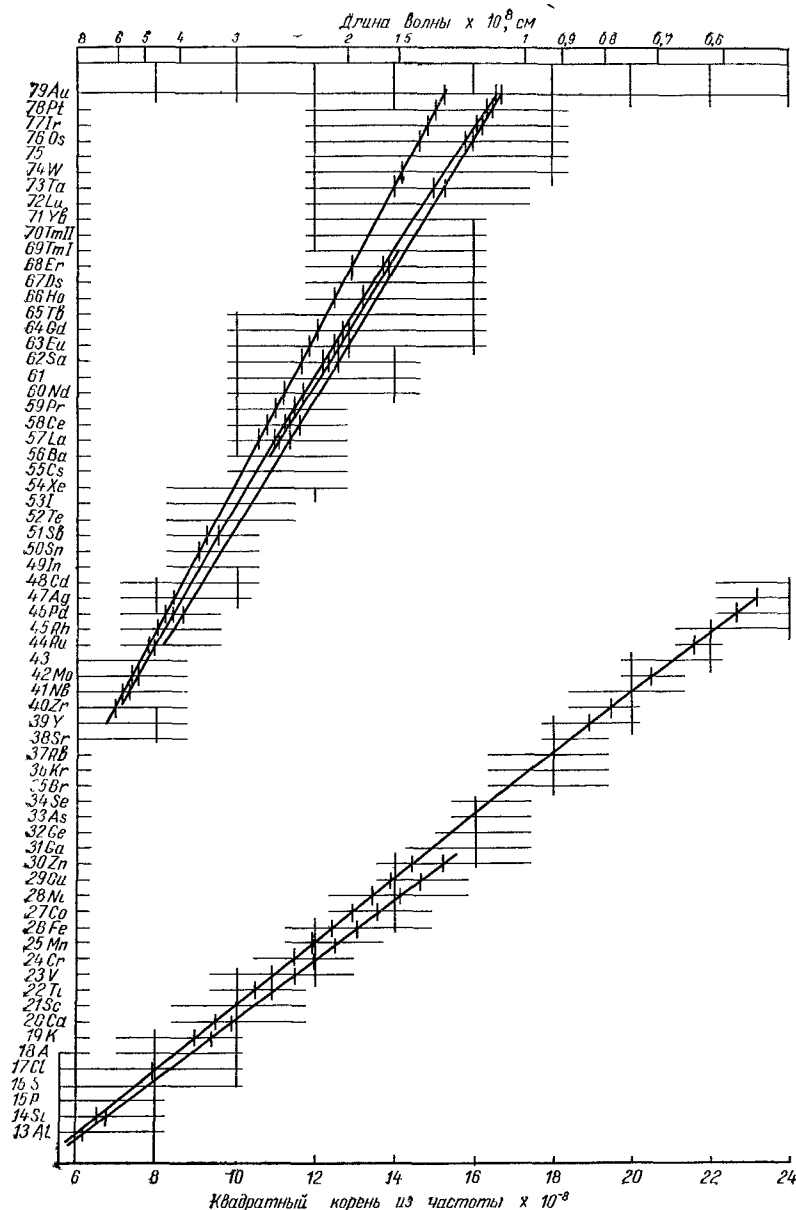


Рис. 3.5. Зависимость квадратного корня из частоты рентгеновского излучения от положения элемента в периодической системе (для 38 элементов) [Phil. Mag., 27 (1914), стр. 709, рис 3].

возрастания их атомного веса, за исключением аргона <sup>1</sup> Ar, кобальта Co и теллура Te, где этот порядок не совпадает с порядком изменения химических свойств <sup>2</sup>. Незаполненные линии были оставлены для элементов, располагающихся между молибденом Mo и рутением Ru, далее между неодимом Nd и самарием Sm, а также между вольфрамом W и осмием Os, ни один из которых еще не известен. В то же время для тулия Tm, незадолго перед тем разделенного Уэлшбахом на две составляющие, было оставлено две линии <sup>3</sup>. Все это равносильно приписыванию следующим друг за другом элементам набора последовательных целых чисел. По этому принципу целое число  $N$  для тринадцатого элемента Al равно 13, а значения  $N$ , принимаемые при этом другими элементами, указаны в левой половине рис. 3.5. Такой подход был оправдан тем, что он вносил абсолютный порядок в спектры рентгеновских лучей. Внимательное изучение рис. 3.5 показывает, что значения  $\nu^{1/2}$  для всех исследованных линий как  $K$ -, так и  $L$ -серии попадают теперь на регулярные линии, близкие к прямым.

«Если бы элементы не характеризовались этими целыми числами или в выбранном порядке их следования была бы сделана ошибка (то же относится к номерам клеток, оставленных для неизвестных элементов), то эта регулярность сразу бы исчезала <sup>4</sup>. Таким образом, осно-

<sup>1</sup> На рис. 3.5 для обозначения аргона использовался знак A, а для самария — Sa. Кроме того, согласно современным данным, здесь следует поменять местами диспрозий Dy (в оригинале Ds) и гольмий Ho; далее, элементы иттербий Yb и лютеций Lu имеют атомные номера 70 и 71, а атомному номеру 72 отвечает элемент гафний Hf. — *Прим. ред.*

<sup>2</sup> Уже в первой своей статье Мозли отметил, что «само число  $A$ , по-видимому, является сложной функцией  $N$ » и что «атомные веса меняются, по-видимому, достаточно произвольно, так что нарушение последовательности их расположения на рис. 3.5 не удивительно».

<sup>3</sup> Все три недостающих элемента позднее были открыты; из них только рений Re, стоящий между W и Os, встречается в природе в естественном состоянии. Химия редкоземельных элементов чрезвычайно сложна; нет оснований сомневаться в том, что Уэлшбах «разделил» тулий, однако нет также оснований размещать две его составляющие в смежных клетках в периодической системе. Как оказалось впоследствии, в расположении некоторых элементов в этой области есть ошибки. (См. примечание 1. — *Ред.*)

<sup>4</sup> Это утверждение немного преувеличено. В настоящее время известно, что элемент Ho, данные по длинам волн для которого представлены на рис. 3.5, имеет атомный номер 67, а не 66, как указано на рисунке.

вываясь только на рентгеновских спектрах и не опираясь ни на какую теорию атомной структуры, мы приходим к выводу о том, что эти целые числа действительно характеризуют элементы...

Резерфорд доказал, что наиболее важной составной частью атома является его центральное положительно заряженное ядро, а ван ден Брук выдвинул гипотезу о том, что заряд ядра всегда является целым кратным заряду ядра атома водорода. Имеются все основания предполагать, что целое число, управляющее спектром рентгеновских лучей, совпадает с числом единиц электрического заряда ядра. Поэтому наши эксперименты обеспечивают наилучшее возможное подтверждение гипотезы ван ден Брука. Содди отмечал, что химические свойства радиоактивных элементов дают строгое подтверждение этой гипотезы для элементов от таллия до урана, так что ее общая применимость представляется теперь надежно установленной».

## СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ

Впервые гелий был оживлен в 1908 г. Хайке Камерлинг-Оннесом в Лейденском университете, и с того времени стало возможным изучать физические явления при температурах лишь на несколько градусов выше абсолютного нуля (точка кипения гелия при атмосферном давлении 4,2 К). Одно из направлений исследований касалось зависимости сопротивления металлов от температуры. Камерлинг-Оннес уже проводил подобные исследования при температурах, уменьшающихся вплоть до температуры жидкого воздуха (около 80 К). Для нескольких чистых металлов он обнаружил примерно линейную зависимость; однако он установил, что подобная зависимость не может продолжаться беспредельно, так как в противном случае при абсолютном нуле сопротивление стало бы отрицательным. Сэр Джеймс Дьюар продолжил изыскания Камерлинг-Оннеса и достиг температуры жидкого водорода (20 К); при этом выяснилось, что сопротивление действительно начинает уменьшаться медленнее.

Именно этого и следовало ожидать, причем не только по уже названной причине, но также исходя из принятых в то время представлений о металлах и их свойствах. Считалось, что электрическая проводимость осуществляется путем переноса электронов, а сопротивление возникает в результате соударений электронов с атомами металлов. Линейный характер уменьшения сопротивления вполне согласовывался с предполагаемым изменением движения электронов при понижении температуры. Ожидалось, однако, что при достаточно низких температурах электроны «конденсируются» на атомах, тогда сопротивление при какой-то температуре

должно быть минимальным, и затем металл должен переходить в диэлектрик<sup>1</sup>.

Наблюдаемое в действительности поведение металлов резко отличалось от предполагаемого. Камерлинг-Оннес обнаружил, что при понижении температуры сопротивление большинства металлов стремится к постоянной величине, тогда как у некоторых металлов оно полностью исчезает при определенной, характеристической, температуре, которая, как выяснилось, зависит от напряженности магнитного поля. Эти эксперименты относятся к числу работ, за которые Камерлинг-Оннес был удостоен в 1913 г. Нобелевской премии по физике.

В течение более двух десятилетий именно исчезновение сопротивления считалось главной, отличительной чертой сверхпроводимости. Однако некоторые особенности этого явления приводили ученых в замешательство. Так, если магнитное поле приложить к обычному проводнику (только не ферромагнетику), часть магнитного потока проходит через толщу проводника. Если же приложить его к идеальному проводнику, в последнем индуцируются поверхностные токи, которые создают внутри проводника магнитное поле, полностью компенсирующее приложенное внешнее поле, и тем самым поддерживают внутри проводника нулевое значение магнитного потока. Это означало, что состояние проводника в магнитном поле зависит от того, каким способом это состояние было достигнуто<sup>2</sup>, — ситуация в высшей степени неприятная. Позднее, в 1933 г., В. Мейснер, Р. Оксенфельд и Ф. Хайденрейх показали, что металл, становясь сверхпроводником, в действительности выталкивает магнитный поток, если температура понижается ниже критического значения, когда образец находится в магнитном поле. Далее в этой главе будут описаны работы Камерлинг-Оннеса, а также Мейснера, Оксенфельда и Хайденрейха.

<sup>1</sup> Интересно отметить, что подобная картина в действительности имеет место в чистых полупроводниках.— *Прим. ред.*

<sup>2</sup> Если образец находился в магнитном поле до перехода в сверхпроводящее состояние, то после перехода внутри него сохранится магнитный поток; если же образец поместить в поле уже в сверхпроводящем состоянии, то магнитный поток в нем будет отсутствовать.

Установка, использованная Камерлинг-Оннесом для ожижения гелия, изображена на рис. 4.1 (*a* — фотография всей установки, *b* — ее схематическое устройство). Большая часть буквенных обозначений на рисунке относится к таким деталям установки, которые здесь не рассматриваются. Нас интересуют лишь те обозначения, которые указывают на движение потока гелия. Оно осуществляется по следующим этапам:

«а) гелий проходит через трубку *Ca*, нижний конец которой парами жидкого воздуха охлаждается значи-

тельно ниже точки замерзания воды, верхний конец трубки поддерживается при комнатной температуре; в этой трубке гелий хорошо высушивается;

б) далее через трубку, разделенную на две части, каждая из которых помещена внутри трубчатых теплообменников *Da* и *Db*, окруженных теплоизоляцией. В одной из них гелий охлаждается парами водорода, в

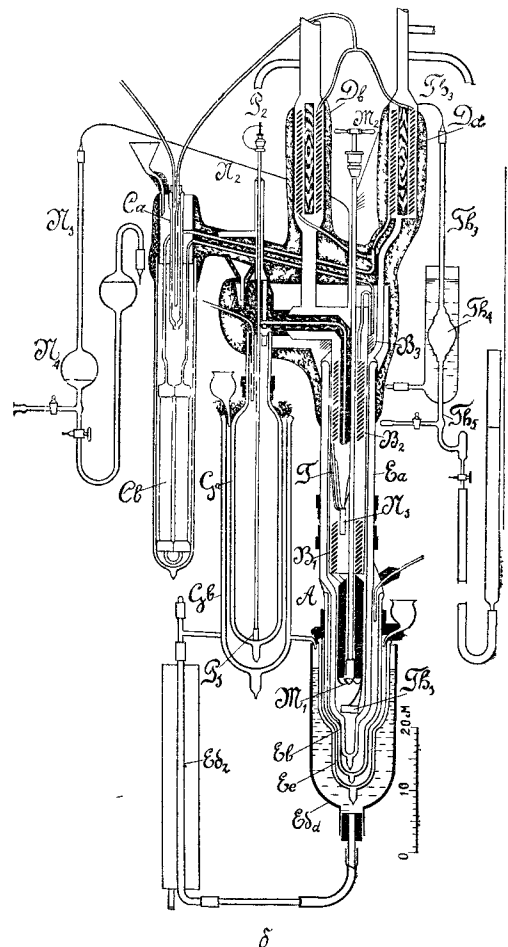


Рис. 4.1. (Продолжение)

Рис. 4.1. Фотография установки Камерлинг-Оннеса для ожижения гелия (*a*) [Compt. Phys. Lab. Univ. Leiden, № 108 (1908), лист 1]; схема устройства основной части установки (*b*). Буквенные обозначения на обеих частях рисунка объяснены в тексте [Compt. Phys. Lab. Univ. Leiden, № 108 (1908), рис. 3].

другой — парами гелия; пройдя через эти трубки, два потока гелия вновь соединяются;

в) через трубку  $Cb$ , заполненную активированным древесным углем и погруженную в жидкий воздух. Здесь задерживаются те немногие остатки воздуха, которые могли быть захвачены потоком гелия в процессе циркуляции;

г) через теплообменник  $B_3$ , помещенный в жидкий воздух, используемый для охлаждения экранов вокруг объемов, заполненных водородом и гелием;

д) через теплообменник  $B_2$ , в котором гелий охлаждается парами жидкого водорода;

е) через теплообменник  $B_1$ , помещенный в испаряющийся при давлении 6 мм рт. ст. жидкий водород; здесь сжатый гелий охлаждается до 15 К;

ж) отсюда в регенератор  $A...$ ;

з) затем гелий расширяется через дроссель  $M_1$ .

Последний этап является ключевым во всем процессе. Когда газ получает возможность расширяться и выходить через отверстие из области высокого давления в область более низкого давления, температура его понижается, правда, при условии, что газ уже находится при температуре ниже определенного значения, так называемой *температуры инверсии*, которая зависит от вида газа<sup>1</sup>. Чтобы можно было добиться ожижения значительной части газа, до дросселирования он должен иметь температуру раза в три ниже температуры инверсии, которая для гелия равна 51 К. Именно для этого необходимы все предварительные стадии охлаждения. Вот почему уже само по себе ожижение гелия явилось тогда большим достижением.

«...Когда температура опускалась столь низко, что начинал стекать жидкий гелий, он собирался в нижней части стеклянного сосуда Дьюара  $Ea$ . Вокруг прозрачной нижней части этого сосуда создавалась (тепловая) защита из жидкого водорода. Для этой цели предназначался второй стеклянный сосуд Дьюара  $Eb$ , который вместе с сосудом  $Ea$  образовывал замкнутое простран-

ство, причем предусматривалась возможность предварительной откачки этого пространства и заполнение его чистым газообразным водородом (последнее необходимо для поддержания в дальнейшем удовлетворительной прозрачности жидкого водорода)... Сосуд с водородом был окружен третьим дьюаром  $Ec$  с жидким воздухом, который в свою очередь был помещен в дьюар  $Ed$  со спиртом, нагреваемый путем циркуляции<sup>1</sup>.

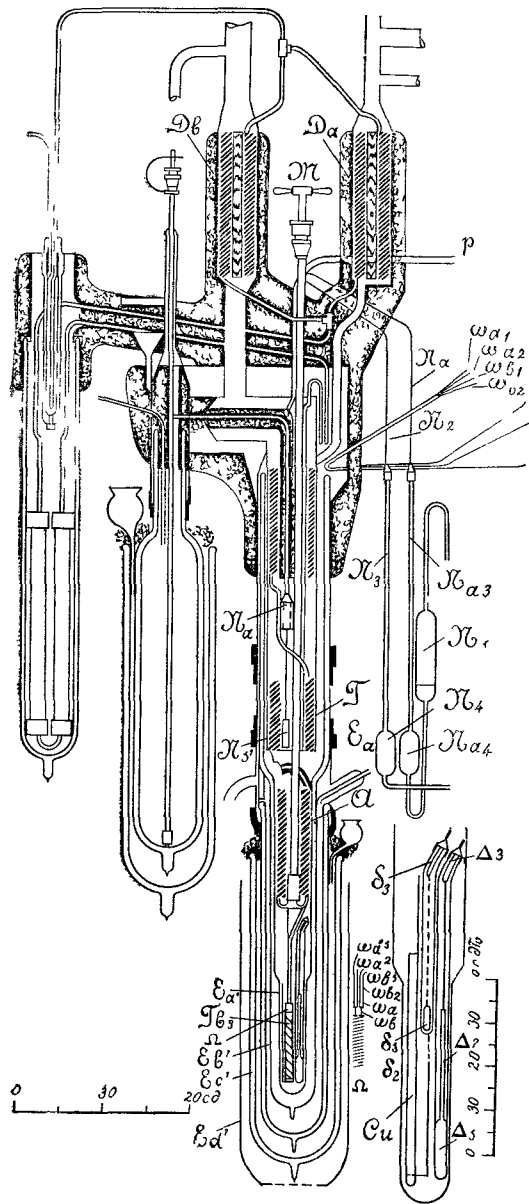
С помощью всех этих ухищрений и чрезвычайно высокой чистоты гелия нам удалось поддерживать установку полностью прозрачной вплоть до конца эксперимента, примерно в течение 5 ч».

Первые измерения сопротивления проводились на модифицированной установке для ожижения гелия, изображенной схематически на рис. 4.2. Образцом служила платиновая проволока, указанная на рисунке буквой  $\Omega$ , которая использовалась в предыдущих экспериментах. «Тонкая платиновая проволока намотана на стеклянный цилиндр, причем для обеспечения большей плотности прилегания намотка производится нагретой проволокой; утолщенные концы проволоки  $W_a$  и  $W_b$  привариваются к стеклу. К этим концам оловянным припоем припаиваются двойные платиновые провода  $W_{a_1}$ ,  $W_{a_2}$  и  $W_{b_1}$ ,  $W_{b_2}$ ». Эти провода обозначены теми же буквами в месте выхода вверху справа. «Сопротивление измерялось мостом Уитстона... Оказалось, что при охлаждении до гелиевой температуры сопротивление уменьшалось, но по достижении этой температуры оно принимало постоянное значение, совершенно не зависящее от данной конкретной температуры. Результаты представлены на рис. [4.3], на котором хорошо видно асимптотическое стремление сопротивления к постоянному значению при 4,3 К». На этом рисунке показаны также прежние результаты, полученные для двух образцов из золота, содержащего различные, но известные доли примесей. Сравнение этих кривых привело Камерлинг-Оннеса к мысли, что для идеально чистого металла сопротивление<sup>2</sup> должно

<sup>1</sup> По-видимому, это необходимо, чтобы предотвратить замерзание спирта

<sup>2</sup> Сопротивление идеально чистого металла стремится к нулю при  $T = 0$  К. Современная техника позволяет приблизиться к этому пределу, что дает возможность получать металлы, сопротивление которых при охлаждении падает в сотни тысяч раз. — *Прим. ред.*

<sup>1</sup> Этот эффект известен под названием эффекта Джоуля — Томсона или Джоуля — Кельвина; он используется во всех охлаждающих устройствах компрессорного типа, в том числе и в домашних холодильниках.



исчезать при температуре выше точки кипения гелия, как это и показано на рис. 4.3.

Следующим этапом было создание сосуда, называемого криостатом, куда можно переливать жидкий гелий

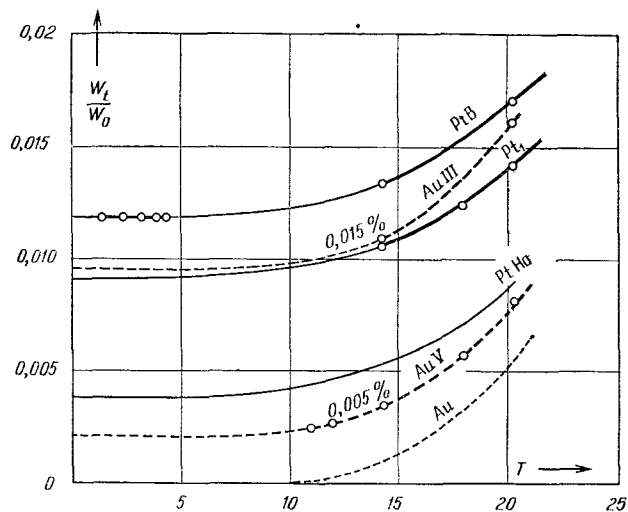


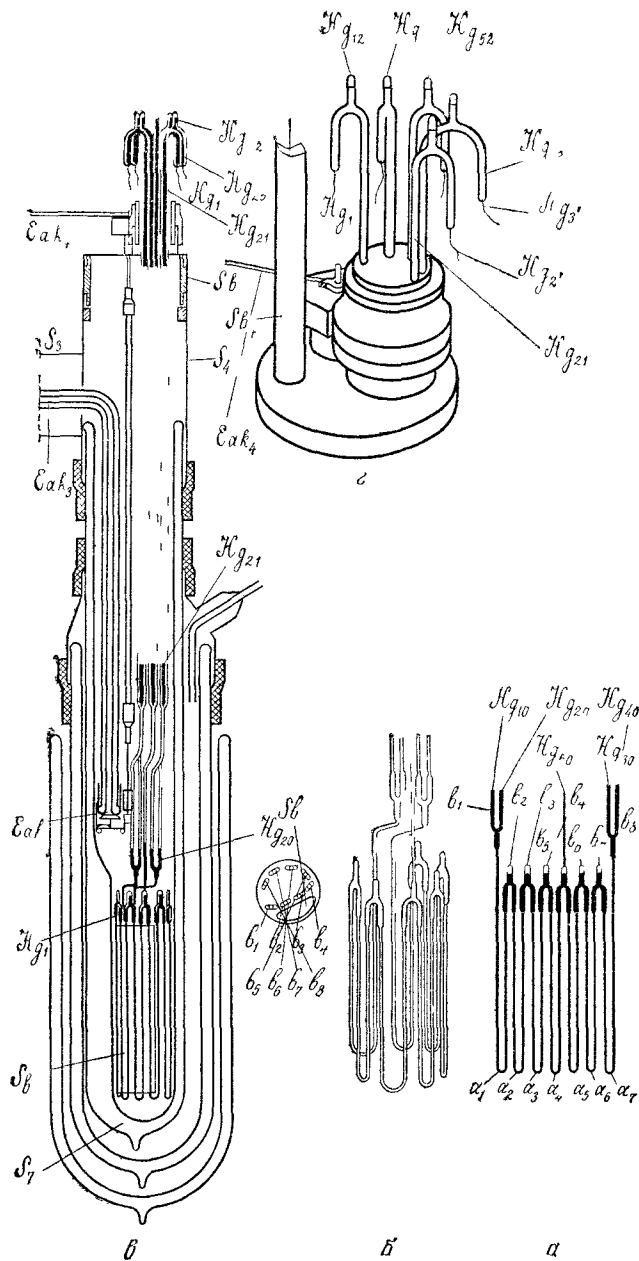
Рис. 4.3. Сопротивление двух образцов из платины и двух — из золота (тонкие пунктирные линии для образцов из золота — экстраполяция) [Comm. Phys. Lab. Univ. Leiden, № 119 (1911), лист III, рис 3]

и в котором могли бы помещаться более крупные экспериментальные образцы и устройство для перемешивания (последнее должно обеспечивать однородное распределение температуры). Первые опыты по измерению сопротивления в таком приборе были проведены с золотом и ртутью. Во втором случае сопротивление при 3 К составляло менее  $10^{-4}$  от его значения<sup>1</sup> при 0°C, тогда

<sup>1</sup> Минимальная разность потенциалов, которую мог регистрировать Камерлинг-Оннес, составляла 0,03 мкВ.

Рис 42. Модифицированная охлаждающая установка для измерения сопротивления.

Буквенные обозначения имеют тот же смысл, что и на рис. 41. Линии, выходящие из у тановки направо, представляют собой соединения с дополнительной установкой, использованной в другом эксперименте [Comm. Phys. Lab. Univ. Leiden, № 119 (1911), лист I, рис. 1 (часть рисунка удалена)].



как в первом случае измерения показали полное исчезновение сопротивления; однако эти измерения, по-видимому, были неточными. Поскольку, как предполагалось, остаточные эффекты, по крайней мере частично, обязаны своим появлением наличию примесей и поскольку ртуть значительно проще поддавалась очистке, чем золото, то в дальнейшем внимание исследователя сосредоточилось именно на ртути. Последующие более точные эксперименты не только подтвердили прежние выводы, но помогли, как писал Камерлинг-Оннес, «показать, что истинное значение сопротивления много меньше того верхнего предела, который можно было приписать ему на основе предыдущих экспериментов».

Типичный образец ртути и его схематическое расположение в криостате показаны на рис. 44. «Семь стеклянных U-образных трубок сечением около 0,005 мм<sup>2</sup> соединены верхними концами с перевернутыми Y-образными трубками, имеющими незапаянные верхние концы и частично заполненными ртутью. Это дает возможность ртути сжиматься или расширяться при замерзании или плавлении, не разрывая стекла и не нарушая непрерывности ртутной нити, проходящей через семь U-образных трубок. К Y-образным трубкам  $b_1$  и  $b_8$  присоединены подводящие трубки  $Hg_1$ ,  $Hg_2$  и  $Hg_3$ ,  $Hg_4$  (их нижние концы обозначены  $Hg_{10}$ ,  $Hg_{20}$ ,  $Hg_{30}$ ,  $Hg_{40}$ ), наполненные ртутью, последняя, затвердевая, образует четыре твердых ртутных контакта. К соединительному переходу присоединяется трубка  $Hg_5$  (ее нижняя часть обозначена  $Hg_{50}$ ). В точках  $b_1$  и  $b_8$  ток подводится по трубкам  $Hg_1$  и  $Hg_4$ ; трубки  $Hg_2$  и  $Hg_3$  могут быть использованы с аналогичной целью, а также для измерения разности потенциалов между концами ртутной нити. Наполненную ртутью трубку  $Hg_5$  можно использовать для измерения потенциала в точке  $b_4$ . В целях экономии места в криостате, а также сохранения свободного пространства вокруг перемешивающего насоса  $S_b$  трубки, кото-

Рис. 44. Схема расположения образца ртути при измерениях сопротивления (а); общий вид образца (б); схема криостата с установленным образцом (в); схема расположения выводов на капке криостата (г) [Commun. Phys. Lab. Univ. Leiden, № 124c (1912), лист 1, рис. 1, 2, 3, 4 соотв.]



рые показаны на рис. 4.4, а в одной плоскости, были собраны в компактный набор, изображенный на рис. 4.4, б; их положение в криостате представлено на рис. 4.4, в. Выводы располагались на капке криостата  $Sb_1$  так, как показано на рис. 4.4, г, дающем общий вид установки. Для компенсации теплового расширения ртути в этих отводах были созданы «буферные пространства», а в нижней части в них впаивались платиновые провода  $Hg_1', Hg_2', Hg_3', Hg_4', Hg_5'$ , соединенные с измерительным устройством. Прибор заполнялся ртутью, перегнанной в вакууме при температуре 60—70°C, причем более холодная часть дистиллятора была погружена в жидкий воздух».

Полученные результаты выглядели так, как показано на рис. 4.5. «Поскольку предшествующие эксперимен-

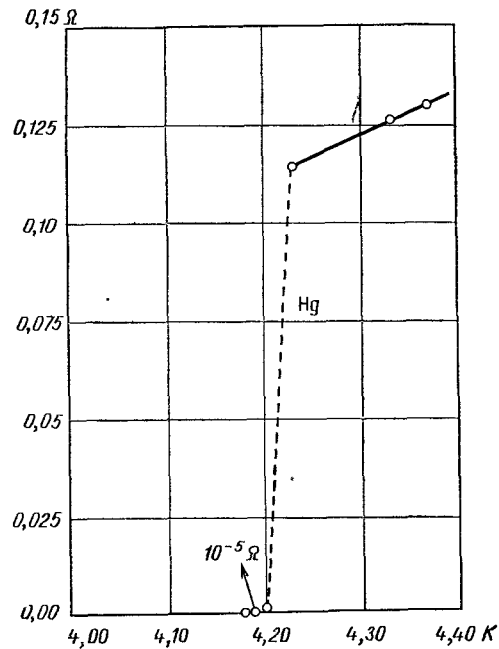


Рис. 4.5. Зависимость сопротивления образца ртути от температуры [Comm. Phys. Lab. Univ. Leiden, № 124 (1912), стр. 23, рис. без номера].

ты свидетельствовали о довольно быстром уменьшении сопротивления сразу, как только температура падала ниже температуры кипения гелия, в первую очередь возник вопрос, существует ли точка перегиба этой кривой... С целью ответить на этот вопрос температуру поднимали выше точки кипения путем увеличения давления, при котором жидкость испарялась (для этого перекрывался кран  $Eak_2$ , ведущий к ожижителю). Эти измерения показали, что, начиная с точки плавления водорода вплоть до окрестности точки кипения жидкого гелия, наблюдается обычное постепенное уменьшение скорости спадания сопротивления с температурой... Немного выше и немного ниже точки кипения гелия (в интервале 4,29—4,21 К) подобное медленное изменение сопротивления было ясно видно (рис. 4.5), однако в интервале 4,21—4,19 К сопротивление уменьшалось очень резко и при 4,19 К вообще исчезало (значения температур указаны с учетом того, что температура кипения гелия равна<sup>1</sup> 4,25 К)». Таким образом было надежно установлено существование сверхпроводящего состояния.

Следующий этап исследования заключался в изучении вновь открытого состояния при больших значениях тока. Необходимость такого исследования была продиктована следующим обстоятельством: если бы сопротивление в действительности не равнялось нулю, то больший ток должен был бы приводить к большему, а следовательно, и легче регистрируемому значению разности потенциалов (см. примечание I на стр. 63). Однако полученные результаты лишь еще более запутали ситуацию, так как наблюдалось «особое явление: при любой температуре ниже 4,18 К для ртутной нити, заключенной в стеклянный капилляр, существовало некое пороговое значение плотности тока, при превышении которого характер явления резко изменялся. При плотностях тока ниже пороговой электрический ток проходит без сколько-нибудь заметных разностей потенциалов, приложенных к концам нити. Это говорило о том, что нить не обладает сопротивлением... Как только плотность тока превосходила пороговое значение, появлялась и разность потенциалов, которая к тому же росла быстрее, чем сам ток».

<sup>1</sup> В настоящее время принятое значение температуры кипения гелия составляет 4,215 К. — Прим. ред.

Затем была поставлена серия экспериментов с целью найти объяснение новому эффекту. Прежде всего было замечено, что пороговая плотность тока возрастала с понижением температуры — примерно пропорционально отклонению от температуры перехода в сверхпроводящее состояние (до тех пор, пока разность между температурами была не слишком велика). Естественно напрашивалось предположение, что из-за нагрева, обусловленного каким-то эффектом, температура ртути поднималась выше точки перехода. Была поставлена задача — найти этот источник тепла. Используя различные конфигурации ртутной нити, удалось установить, что тепло не подводилось снаружи. Рассматривалось влияние примесей в ртути, хотя в процессе перегонки они должны были быть удалены; опыты показали, что эффект нагревания не связан с примесями, специально добавленными в нужных количествах. Далее было высказано предположение, что, возможно, контакт ртутной нити с обычным проводником, в каком-либо виде оказавшемся в ней или образованным внутри ее, способен аннулировать сверхпроводящие свойства ртути. Для проверки был взят стальной капилляр, но это не привело к каким-либо определенным результатам, и лишь в дальнейшем, в результате опытов того же типа на олове, это предположение было исключено. В целом эксперименты с ртутью не дали ответа на поставленный вопрос.

Однако, как установил Камерлинг-Оннес, ртуть являлась не вполне подходящим объектом для систематических исследований. «Совместное действие многих обстоятельств приводило к трудностям при работе с ртутью в капиллярах. День эксперимента с жидким гелием требовал огромной подготовки, и, когда дело доходило непосредственно до описанных здесь экспериментов, на них оставалось лишь несколько часов. Чтобы при этих условиях проводить точные измерения с жидким гелием, необходимо заранее наметить программу и быстро и методично выполнять ее в день эксперимента. Изменения в постановке эксперимента, необходимость которых вызывалась наблюдаемыми явлениями, приходилось обычно вносить на следующий день... Зачастую, в связи с некоторой задержкой, обусловленной трудоемкостью процесса изготовления сопротивлений, гелиевая уста-

новка использовалась для каких-либо других целей. Когда же мы могли снова заняться экспериментом, случалось, что приготовленные сопротивления оказывались бесполезными, так как при замораживании ртути нить разрывалась, и все наши усилия становились напрасными. В этих условиях для того, чтобы обнаружить и исключить источники неожиданных и входящих в заблуждение помех, требовалось очень большое время.»

Кроме того, желательно было охлаждать образец не через стенку капилляра, а путем его прямого контакта с жидким гелием. Поэтому, когда Камерлинг-Оннес обнаружил, что олово и свинец обладают свойствами, сходными со свойствами ртути, он продолжил эксперименты с этими двумя металлами. Именно тогда поставленная проблема и была решена. По существу, надежда на ее решение возникла уже при проведении опытов, в которых была обнаружена сверхпроводимость свинца. Из него можно было легко изготовить проволоку, и было сделано довольно большое количество провода с поперечным сечением  $1/70$  мм<sup>2</sup>. Для одиночного проводника такого размера пороговое значение тока при 4,25 К составляло 8 А. Далее этим проводом на сердечнике диаметром 1 см была намотана катушка длиной 1 см, содержащая 1000 витков. Обмотка имела шелковую изоляцию, которая смачивается жидким гелием. Как оказалось, пороговое значение тока составляло лишь 0,8 А.

В 1913 г. интерес к получению сильных магнитных полей уже был достаточно велик, причем не вызывало сомнений, что основная проблема связана с рассеянием мощности в обмотке. Например, Перрен предложил использовать для охлаждения жидкий воздух; ожидалось, что благодаря уменьшению сопротивления обмотки с понижением температуры уменьшится количество выделяемого в ней тепла, что даст определенный выигрыш. Расчеты показали, однако, что выигрыша таким путем не достичь; в первую очередь это обусловлено тем, что весьма трудно добиться требуемой теплопередачи между предположительно компактной катушкой и охладителем. Камерлинг-Оннес правильно оценил возможности использования с этой целью сверхпроводников, обратив внимание на то, что в них тепло вообще не должно

выделяться. Говоря об этом, он, однако, допускал «возможность того, что магнитное поле может привести к возникновению сопротивления в сверхпроводнике». Ион приступил к исследованию этого вопроса.

«Были причины предполагать, что этот эффект окажется слабым... Прямое доказательство того, что в сверхпроводниках под действием магнитного поля возникает лишь незначительное сопротивление, было получено, когда оказалось, что описанная выше катушка остается сверхпроводящей, если даже через нее проходит ток 0,8 А. Поле самой катушки достигало в этом случае нескольких сотен гаусс, и в поле такого порядка величины находилась большая часть витков, однако никакого сопротивления не наблюдалось». Поэтому Камерлинг-Оннес создал такую установку для проведения этих экспериментов, которая позволила бы изучать явления, наблюдаемые лишь в полях порядка килогаусс.

Результаты вновь оказались неожиданными. Сверхпроводящую свинцовую катушку, использованную в предшествующих опытах, помещали в криостат так, что плоскость витков была параллельна магнитному полю.

«Прежде всего мы убедились в том, что катушка будет сверхпроводящей в точке кипения гелия; она оставалась сверхпроводящей и тогда, когда через нее пропускали ток 0,4 А, хотя витки находились в заметном магнитном поле, создаваемом протекающим в них током.

Затем было приложено магнитное поле. При величине поля 10 кГс существовало значительное сопротивление, при 5 кГс оно было несколько меньше. Эти опыты достаточно убедительно показали, что магнитное поле при большой интенсивности вызывает появление сопротивления в сверхпроводниках, а при малой — нет. В ходе дальнейших исследований была получена зависимость сопротивления от поля (сопротивление выражено в относительных единицах сопротивления при 0°C), схематически изображенная на рис. [4.6].»

Камерлинг-Оннес еще не был готов к тому, чтобы связать критический ток с критическим значением магнитного поля. (В настоящее время известно, что для образцов с линейными размерами более  $10^{-4}$  см критическим является такой ток, который создает на поверхности образца поле, равное критическому.) Он не имел «никаких сомнений в том, что открытое здесь явление

связано с внезапным возникновением при определенной температуре обычного сопротивления в сверхпроводниках» — эту связь<sup>1</sup> выяснили другие исследователи. Тем не менее можно было считать, что фундамент заложен.

С течением времени, однако, парадокс, описанный в начале этой главы, стал весьма очевидным. Небольшое изменение формулировки еще более усилило его.

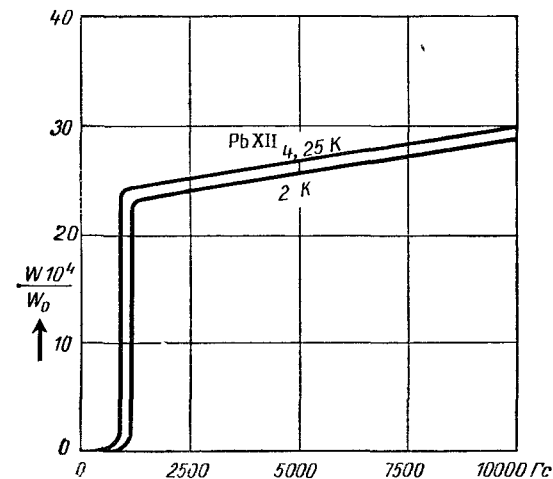


Рис. 4.6. Зависимость сопротивления катушки из свинца от приложенного магнитного поля при двух значениях температуры [Com. mun. Phys. Lab. Univ. Leiden, № 139 (1913), стр. 67, рис. 1].

Если вещество, находясь в магнитном поле, должно было переходить в идеально проводящее состояние при понижении температуры, то пронизывающий образец магнитный поток в момент перехода должен был остаться «вмороженным» в него и сохраниться при последующем выключении поля (если температура при этом поддерживается неизменной). Приготовив подобным образом различные образцы, можно было бы создать множество (в принципе бесконечное) различных

<sup>1</sup> С хорошей точностью критическое поле при любой температуре  $T$  ниже критической температуры  $T_{кр}$  дается формулой  $H_{кр}(T) = H_{кр}(0) (1 - T/T_{кр})^2$ .

состояний, существующих при одинаковых внешних условиях, которые, возможно, могли бы даже находиться в тепловом контакте друг с другом, т. е. в состоянии равновесия. Вплоть до 1933 г. подобная возможность не была опровергнута экспериментально, а некоторые эксперименты, казалось, даже подтверждали ее. Существовали даже и теоретические соображения в ее пользу.

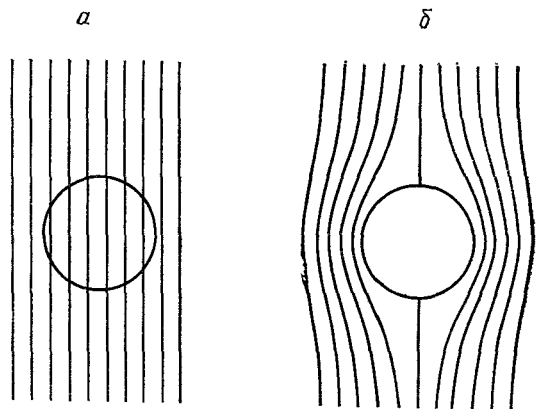


Рис. 4.7. Распределение магнитного поля вокруг сверхпроводника: а — выше температуры перехода; б — ниже температуры перехода [Physik Z., 35 (1934), стр. 933, рис. 5].

И в этот момент Мейснер, изучая переход в сверхпроводящее состояние, был поражен появлением своеобразного гистерезиса: возврат монокристалла олова в нормальное состояние происходил при температуре, слегка превышающей температуру перехода в сверхпроводящее состояние. Этот эффект наблюдался даже тогда, когда сопротивление в каждой точке измерялось при двух направлениях тока методом, специально разработанным для исключения термоэлектрических явлений; если направление тока не изменялось, эффект усиливался. Гистерезис наводил на мысль о том, что явление связано с изменением проницаемости образца. Мейснер писал об этом так: «Если бы распределение измеряемого тока и созданного им магнитного поля не изменялось, не было бы основания для возникновения гистерезисных явлений». Поэтому он вместе со своими сотрудниками

предпринял попытку определить распределение поля в окрестности сверхпроводника. Полученные результаты Мейснер резюмировал следующим образом: «Если цилиндрический сверхпроводник возможно большей длины, такой, как показан на рис. [4.7], поместить в однородное магнитное поле, направленное перпендикулярно оси этого цилиндра, то выше точки перехода силовые линии поля пройдут сквозь цилиндр практически без всякого изменения (рис. [4.7, а]), так как его проницаемость близка к единице... Если понизить температуру ниже точки перехода, то распределение поля становится примерно таким, как изображено на рис. [4.7, б].

Для этих экспериментов использовался тщательно изготовленный монокристалл олова диаметром 10 мм и длиной 130 мм. Распределение магнитного поля определялось следующим образом. Вблизи поверхности сверхпроводника была установлена небольшая плоская прямоугольная катушка сечением  $10 \times 1,5$  мм<sup>2</sup>, концы которой присоединялись к баллистическому гальванометру<sup>1</sup>. Катушку можно было поворачивать вокруг ее длинной оси, параллельной оси сверхпроводника; кроме того, ее можно было перемещать вокруг оси сверхпроводника по двум различным окружностям. Одна окружность выбиралась так, чтобы катушка находилась вблизи сверхпроводника, а вторая — так, чтобы она располагалась на расстоянии 4,5 мм от него. Сначала для нескольких точек на обеих окружностях определялось направление магнитного поля по максимальному отбросу баллистического гальванометра при быстром повороте катушки на 180° (вновь вокруг длинной оси, параллельной оси сверхпроводника). По величине этого максимального отброса можно было также вычислить напряженность магнитного поля. Таким образом были измерены величины и направления магнитного поля в точках на двух окружностях».

<sup>1</sup> Баллистическим называется гальванометр, у которого подвижный элемент обладает большой инерционностью, так что короткий импульс тока может полностью пройти через этот элемент, прежде чем тот заметно сдвинется. В результате отклонение в целом пропорционально заряду, протекшему через катушку. В свою очередь заряд пропорционален интенсивности магнитного поля, создаваемого пробной катушкой (при условии, что эта катушка быстро «переворачивается»).

За этим простым описанием скрывается исключительно трудоемкая работа. В каждой из точек (которых не менее 16 — по 8 на каждой окружности) катушка устанавливалась под выбранным углом, затем она поворачивалась на  $180^\circ$  и измерялся отброс гальванометра.

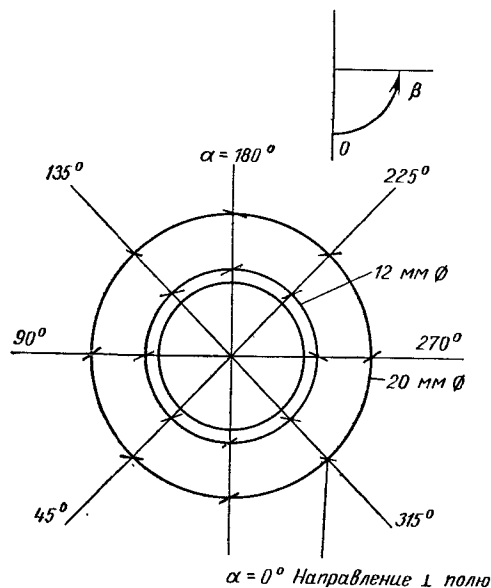


Рис. 4.8. Распределение направлений магнитного поля после охлаждения образца ниже точки перехода (согласно Мейснеру и Хайденрайху).

Небольшими черточками указаны положения плоскости сигнальной катушки, соответствующие максимальным отбросам баллистического гальванометра и, следовательно, перпендикулярные направлению поля [Physik Z., 35 (1934), стр. 934, рис. 6].

Затем угловое положение катушки слегка изменялось, и процедура повторялась, с тем чтобы найти такой начальный угол, при котором поворот катушки вызывал бы максимальный из возможных отброс гальванометра.

«На рис. [4.8] для различных точек на окружности диаметром 12 и 20 см указаны положения плоской катушки, соответствующие максимальным отбросам баллистического гальванометра. Эти положения перпендикулярны направлению магнитного поля в этих точках; точки, в которых производились измерения, обозначены

углом  $\alpha$ , показанным на рисунке». Рис. 4.9 дает истинное распределение поля, построенное по угловым распределениям направления и величины поля, которые измерялись описанным выше методом. «Направление  $\alpha = 0^\circ$  и  $\alpha = 180^\circ$  соответствует исходному направлению однородного поля  $H_0$ . Тот факт, что направления поля

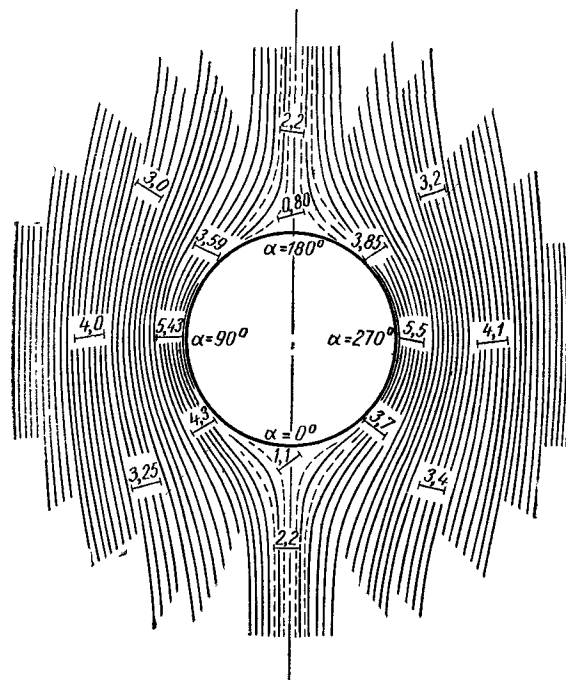


Рис. 4.9. Распределение силовых линий поля вокруг монокристалла олова в сверхпроводящем состоянии (черточки — метки направлений, перенесенные с рис. 4.8) [Physik Z., 35 (1933), стр. 934, рис. 7].

(рис. 4.8) при  $\alpha = 0, 90, 180$  и  $360^\circ$  (по-видимому, подразумевается  $270^\circ$ . — Дж. Т.) отличаются от параллельного или перпендикулярного полю  $H_0$ , обусловлен отчасти недостаточной концентричностью окружностей диаметром 12 и 20 мм относительно оси кристалла. Однако за это в какой-то степени ответственны также свойства самого кристалла: малые дефекты кристаллической решетки, а также отклонения исходного поля от полной однородности».

Сами по себе результаты можно было бы объяснить, просто предположив, что проникаемость сверхпроводника исчезает ниже точки перехода. Однако подобная возможность была исключена в следующей модификации опыта.

«В монокристалле олова было сделано отверстие диаметром 6 мм с центром на оси цилиндра. Затем магнитное поле определялось внутри отверстия как выше, так

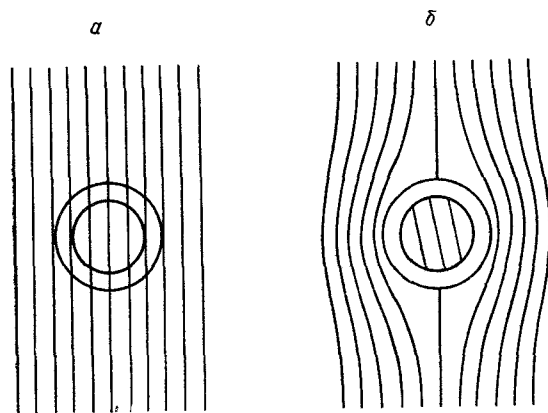


Рис. 4.10. Влияние сверхпроводящего перехода на распределение магнитного поля вблизи полого цилиндрического сверхпроводника: *a* — выше точки перехода; *b* — ниже точки перехода [Z. ges. Kälte-Ind., 11 (1934), стр. 127, рис. 4],

и ниже точки перехода — совершенно аналогично тому, как это было сделано для наружной области.

Результат качественно показан на рис. [4.10]. Однородное поле, существовавшее внутри отверстия выше точки перехода [рис. 4.10, *a*], на несколько градусов изменяло свое направление при понижении температуры ниже точки перехода, однако продолжало сохраняться в этой области. Поворот поля в сильно преувеличенном масштабе изображен на рис. [4.10, *b*]. Интенсивность поля убывала в среднем примерно на 10%, что более подробно представлено на рис. [4.11]...

Если после этого внешнее поле выключалось, магнитное поле во внешней (по отношению к полую оловянному цилиндру) области полностью исчезало. Од-

нако внутри цилиндра сохранялось остаточное поле, что можно видеть на нижней части рис. [4.11]. Это поле не менялось с течением времени, сохраняя свое значение спустя два часа. Если затем вновь включалось внешнее поле, то распределение поля во внешней области снова оказывалось таким, как для сплошного кристалла. Во

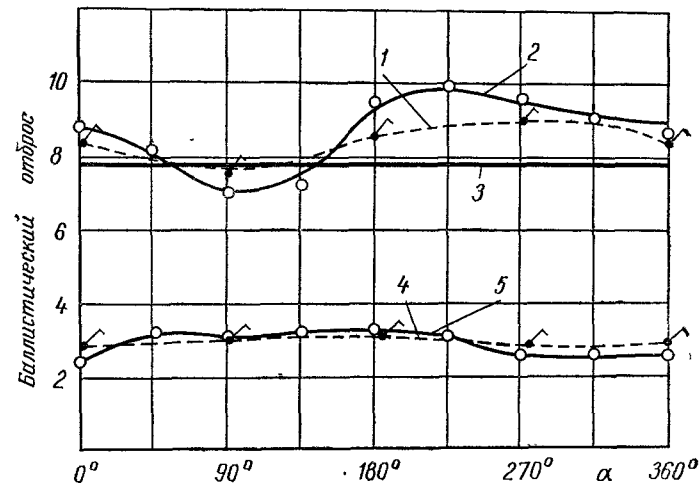


Рис. 4.11. Напряженность магнитного поля внутри полого цилиндрического сверхпроводника ниже точки перехода.

Угол  $\alpha$  отсчитывается от первоначального направления поля. Кривые 1 и 2 — значения напряженности поля, определенные до выключения внешнего поля (1 — на окружности диаметром 2 мм, 2 — на окружности диаметром 4 мм); кривые 4 и 5 — соответствующие значения напряженности поля после выключения внешнего поля; кривая 3 — однородное поле [Z. ges. Kälte-Ind., 11 (1934), стр. 127, рис. 5].

внутренней же области картина распределения отличалась от изображенной в верхней части рис. [4.11] — теперь интенсивность поля возрастала всего на 3—4% по сравнению со значением остаточного поля [рис. 4.11]. При повторном выключении остаточное поле сохраняло то же значение... После ста циклов переключения внешнего поля остаточное поле по-прежнему оставалось полностью неизменным.

...Как видно из описанных опытов по изучению распределения магнитного поля внутри полого монокристалла олова, полученные экспериментальные результаты не могут быть объяснены только с помощью

предположения, что его проницаемость падает до нуля. Если бы это вообще имело место, то ни одна силовая линия поля не могла бы кончаться на внутренней поверхности полости сверхпроводника, тогда как эксперименты с очевидностью показывают, что ситуация именно такова».

Прошло немало лет, прежде чем удалось создать удовлетворительную теорию сверхпроводимости; по существу, этот вопрос не был окончательно решен даже в 1972 г. Однако открытие Мейснера по крайней мере позволило дать удовлетворительную макроскопическую трактовку наблюдаемых явлений.

## Глава 5

### НЕОБЫЧНОЕ ПОВЕДЕНИЕ ЖИДКОГО ГЕЛИЯ <sup>1</sup>

Сразу же после того, как удалось получить жидкий гелий (см. гл. 4), он стал объектом исследования. Очень быстро было установлено, что гелий является необычным веществом. В 1911 г. Камерлинг-Оннес установил, что при понижении температуры плотность жидкого гелия проходит через максимум. К концу 20-х годов было получено несколько убедительных свидетельств в пользу того, что при температуре около 2,2 К свойства жидкого гелия заметно изменяются, причем по крайней мере его низкотемпературная модификация ведет себя аномально. Далее, в период 1935—1938 гг., было экспериментально обнаружено четыре совершенно уникальных свойства жидкого гелия, которые, по существу, и дали ключ к пониманию его природы. В этой главе описаны различные эксперименты, связанные с исследованием особенностей поведения жидкого гелия; особый акцент сделан на четырех последних.

Оригинальные результаты Камерлинг-Оннеса по измерениям плотности жидкого гелия дали только несколько весьма далеко отстоящих друг от друга точек на кривой зависимости плотности от температуры. Эта зависимость изучалась лишь до температур, которые были достаточно низкими, чтобы установить наличие максимума, но не указать его положение. Первые точные измерения были осуществлены в 1924 г. Камерлинг-Оннесом и Дж. Д. А. Боксом, полученные результаты представлены на рис. 5.1. Здесь заслуживает особого внимания не само наличие максимума (в конце концов, этим свойством обладает даже обычная вода), но то, что

<sup>1</sup> Эту главу точнее было бы назвать «Необычное поведение жидкого <sup>4</sup>He», имея в виду существование более легкого изотопа <sup>3</sup>He, поведение которого отличается большим своеобразием — *Прим. ред.*

он имеет скорее форму пика, а не гладкого максимума. Однако Камерлинг-Оннес и Бокс, по-видимому, не были вполне уверены в реальности подобной картины; как они писали, «следовало бы определить больше точек в окрестности максимума».

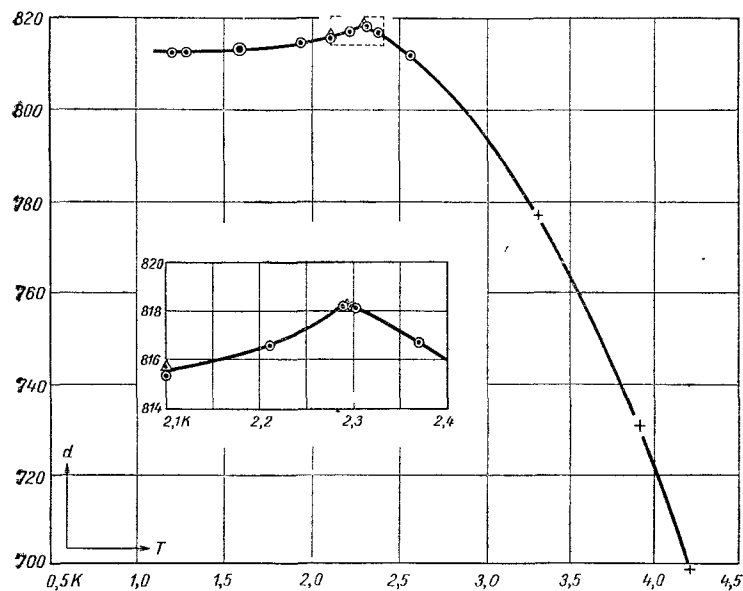


Рис. 5.1. Зависимость плотности жидкого гелия от температуры.

По вертикальной оси отложено отношение плотности жидкого гелия к плотности газообразного гелия при нормальных условиях (температуре  $0^{\circ}\text{C}$  и давлении 760 мм рт. ст.), по горизонтальной оси — абсолютная температура в градусах Кельвина [Commun. Phys. Lab. Univ. Leiden, № 170b (1924), стр. 23, рис. 5].

В 1924 г. У. Х. Кеезом наконец получил гелий в твердом состоянии<sup>1</sup>, хотя попытки добиться этого предпринимались и ранее. Кеезом писал, что «в тот же день, когда Камерлинг-Оннес впервые оживил гелий, сам он исследовал, не затвердевает ли гелий при дальнейшем охлаждении путем испарения при пониженном давлении». В то время ему удавалось достигать давления паров гелия ниже 1 см рт. ст., возможно, 7 мм рт. ст., но гелий оставался жидким.

<sup>1</sup> После ухода Камерлинг-Оннеса в отставку в 1923 г. Кеезом стал содиректором Лейденской физической лаборатории.

«Подобные попытки добиться затвердевания гелия путем уменьшения давления, при котором он испаряется, повторялись неоднократно». В 1909 г. Камерлинг-Оннесу удалось достичь температуры около 1,4 К, а в 1910 — примерно 1,15 К. «Однако гелий по-прежнему оставался легкотекучей жидкостью. Дальнейшие попытки пришлось прекратить в связи с более неотложными вопросами, так как для получения твердого гелия требовались иные средства.

Новая попытка с использованием несколько усовершенствованных методов была предпринята в 1919 г.; затем в 1921 г., применив батарею конденсационных насосов, Камерлинг-Оннес достиг значительно более низких давлений, при которых температура должна была снизиться до 0,82 К. Несмотря на это, гелий продолжал оставаться жидким, и Камерлинг-Оннес задался вопросом, не остается ли вообще гелий жидким вплоть до температуры абсолютного нуля...

В то же время данные по исследованию сдвига точки плавления водорода под давлением привели меня к мысли о том, нельзя ли добиться затвердевания гелия при уже достигнутых температурах с помощью давления». Для этой цели Кеезом сконструировал устройство, в котором давление прикладывалось с обоих концов тонкой латунной трубки. Затвердевание гелия внутри трубки обнаруживалось по разности давлений на разных концах трубки после того, как один из них открывался — передача давления блокировалась твердым телом. Таким способом была получена кривая в первом довольно грубом приближении. Затем тем же методом, но с большей точностью производились повторные измерения, причем выяснилось, что требуемые давления не слишком высоки — порядка всего лишь несколько десятков атмосфер (но не сотен!). В этих опытах использовался стеклянный сосуд, и затвердевание гелия обнаруживалось визуально по остановке железной мешалки, перемещавшейся под действием магнитного поля.

«На рис. [5.2] представлена кривая плавления, для которой характерна важная особенность: при самых низких температурах кривая загибается так, что идет почти параллельно оси температур  $T$ ... Итак, если кривая плавления не меняет резко своего наклона, то это подтверждает предположение Камерлинг-Оннеса о том, что



гелий, находясь под давлением собственных насыщенных паров, остается жидким вплоть до температуры абсолютного нуля.

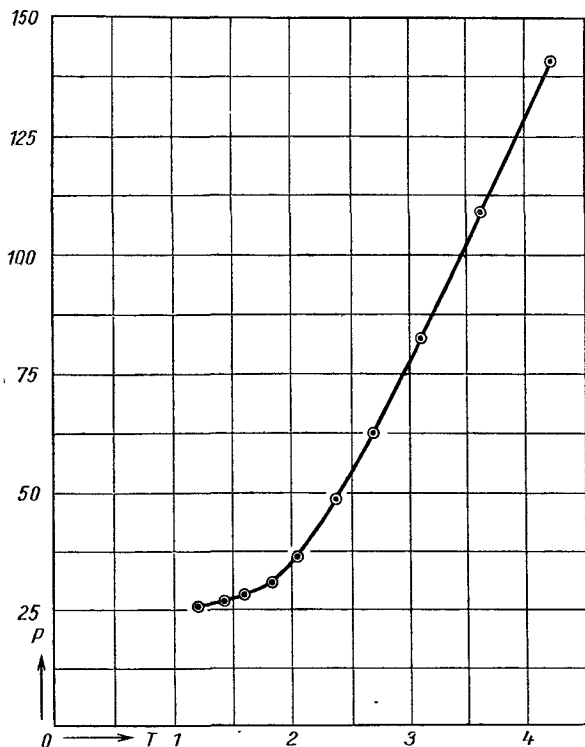


Рис. 5.2. Кривая плавления для гелия: зависимость давления (атм) от температуры (К) [Commun. Phys. Lab. Univ. Leiden, № 184b (1926), стр. 17, рис. 2].

Упомянутое предположение исключает возможность сосуществования между твердой фазой и газом<sup>1</sup>... В этом состоит еще одна особенность, отличающая гелий от всех остальных веществ».

<sup>1</sup> Данное высказывание не точно. Фактически при температуре выше критической (для гелия она равна 5,2 К) жидкая фаза не существует, и в этой области сосуществуют твердая фаза и газ. Гелий отличается от других веществ отсутствием тройной точки, где граничат жидкость, газ и твердая фаза. — Прим. ред.

Другая особенность — это горизонтальный участок, выявляющийся на кривой плавления. На основе положений термодинамики можно показать, что отсюда вытекает равенство нулю скрытой теплоты плавления (по крайней мере при абсолютном нуле). Следовательно, плавление в этом случае — это не тепловой, а чисто механический процесс.

В 1927 г. Кеезом и М. Вольфке, измеряя диэлектрическую проницаемость жидкого гелия, наблюдали внезапный скачок ее при температуре, почти совпадающей с той, при которой Камерлинг-Оннес обнаружил максимум плотности гелия. Они заметили, что данные экспериментов по измерению плотности «могут быть столь же хорошо — если не лучше — интерпретированы на основе допущения о скачке, а не гладкого максимума». Кроме того, при этой же температуре необычным образом изменялись теплоемкость, теплота испарения и поверхностное натяжение. Названные выше авторы предположили поэтому, что «при этой температуре жидкий гелий переходит в другую фазу, также жидкую». Они предложили термины: «жидкий гелий I» для модификации, устойчивой при более высокой температуре, чем температура перехода, и «жидкий гелий II» для модификации, устойчивой при более низкой температуре. Аргументом в пользу своей гипотезы Кеезом и Вольфке считали наблюдаемую теплоту перехода, о чем, казалось бы, свидетельствовал изгиб на кривой зависимости температуры от времени в процессе нагрева жидкого гелия.

Эта гипотеза в дальнейшем получила новое, хотя и не абсолютное подтверждение в 1932 г., когда Кеезом и К. Клузиус произвели более тщательные измерения теплоемкости жидкого гелия. Полученные ими результаты, а также данные прежних измерений Л. И. Дана и Камерлинг-Оннеса представлены на рис. 5.3. В соответствии с формой полученной кривой, слегка напоминающей греческую букву  $\lambda$ , температуру перехода стали называть лямбда-точкой<sup>1</sup>. Особенно важен здесь тот факт, что, хотя на кривой есть разрыв при температуре 2,19 К, она не уходит в бесконечность, и это противоречит

<sup>1</sup> Этот термин ввели У. Х. Кеезом и его дочь мисс А. П. Кеезом до предложению П. Эренфеста.

предположению о наличии теплоты перехода. Кеезом и Клузиус проверили этот факт: они подводили к калориметру энергию импульсами и обнаружили, что в каждом случае такой импульс неизменно приводит к повышению температуры — возможно, малому, особенно в окрестности точки 2,19 К, но всегда определенно отличному от

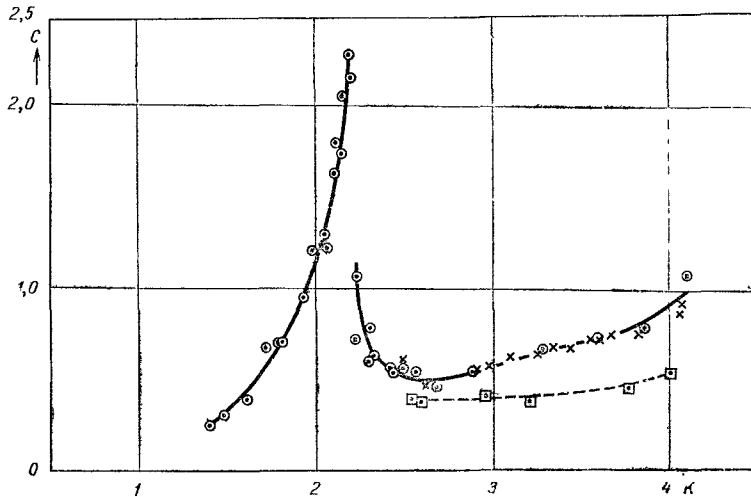


Рис. 5.3. Зависимость теплоемкости жидкого гелия (кал/г·К) от температуры.

Представлены результаты, полученные Кеезом и Клузиусом; квадратики — теплоемкость при постоянном объеме, кружки — теплоемкость при постоянном давлении насыщенных паров гелия. Крестиками отмечены результаты ранних измерений теплоемкости при давлении насыщенных паров гелия, выполненных Даном и Камерлинг-Оннесом [Commun. Phys. Lab. Univ. Leiden, № 219e (1932), стр. 51, рис. 3].

нуля. Однако они заявляли: «Мы тем не менее можем называть наблюдаемый эффект переходом из состояния II в состояние I. И хотя приведенные данные точнее освещают характер перехода, следует считать, что его внутренние причины по-прежнему совершенно скрыты от нас». Самое большое, что смогли сделать эти авторы, — это указать на сходство между наблюдаемым

<sup>1</sup> Переходы такого типа не рассматривались в то время как «настоящие» фазовые переходы; поэтому они получили название фазовых переходов «второго рода», тогда как переходы, сопровождающиеся выделением или поглощением тепла, были названы переходами «первого рода».

переходом и уже известными аналогичными переходами в точке Кюри, происходящими в некоторых твердых телах и ферромагнитных веществах<sup>1</sup>.

Все эти результаты представлялись неожиданными и запутанными; однако, по существу, ни один из них, за исключением отсутствия тройной точки равновесия твердой фазы, жидкости и пара, не произвел никакой сенсации, и даже последнее свойство, по-видимому, не привлекло особого внимания<sup>2</sup>. Первое по-настоящему волнующее открытие было сделано в 1935 г.: было обнаружено, что теплопроводность жидкого гелия II стремится к бесконечности.

Это установили У. Х. Кеезом и его дочь мисс А. П. Кеезом в ходе дальнейших экспериментов по теплоемкости. Метод состоял в следующем: к калориметру подводили импульсы тепла, которые вырабатывались электронагревателем; последний питался электроэнергией строго определенное время (обычно 1 мин) при фиксируемых значениях напряжения и тока; при этом исследовалась зависимость температуры от времени. Температуру измеряли термометром сопротивления. Вид установки, на которой первоначально работали Кеезом и Клузиус, изображен на рис. 5.4, а, а ее модификация, использованная Кеезом и его дочерью, представлена на рис. 5.4, б. В обычных условиях термометр при подаче импульсов тепла должен был «перегреться» из-за высокой теплопроводности стенок калориметра и медной крестовины, а затем, после того как тепло

<sup>1</sup> В любом веществе ферромагнетизм исчезает при температуре выше температуры, характерной для данного вещества и называемой точкой Кюри.

<sup>2</sup> Имелись некоторые сомнения в предполагаемом ходе кривой плавления ниже 1 К — минимальной из достигнутых температур; не исключалось даже, что кривая может начать загибаться вверх, а не вниз. Предположение о чисто механической природе процесса плавления, по-видимому, прошло мимо как Кеезома, так и его критиков — возможно потому, что исследования еще не распространились на область столь низких температур, чтобы подобный вывод стал неизбежным. Фактически до 1963 г. вообще не производилось измерений при температурах ниже 1 К, а измерения, достаточно точные для анализа кривой плавления, были осуществлены лишь в 1966 г. Сейчас известно, что при 0,775 К на кривой плавления имеется минимум, но чрезвычайно пологий; при 0,3 К кривая, вероятно, выходит на плато, уровень которого лишь на  $8 \cdot 10^{-3}$  атм превышает минимальное значение.

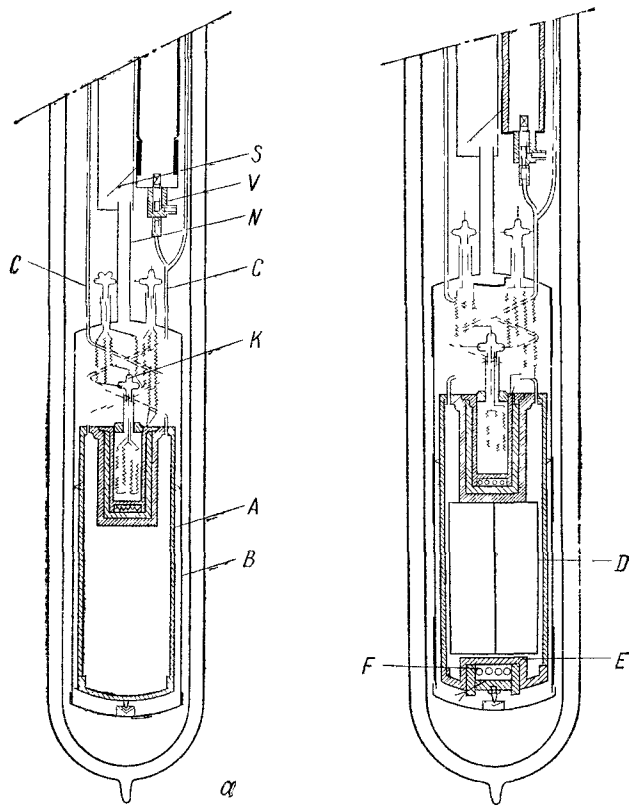


Рис. 5.4. Калориметр для жидкого гелия, использованный Кеезомом и Клузиусом, а также на раннем этапе работы — Кеезомом и мнсс. Кеезом (а).

А — объем калориметра, экранированный от излучения герметизированным медным цилиндром В, пространство между А и В через мельхиоровую трубку N может быть откачано или заполнено газообразным гелием для теплообмена. Металлическое зеркало S уменьшает поток энергии через трубку N сверху. К — переход металл — стекло для выводов термометра; С, С — капилляры; левый капилляр соединяется через клапан с каналом высокого давления компрессора гелия, правый капилляр разветвляется на две ветви: одна идет к манометру, другая — к вентилю V, через который заполняется калориметр. Вставка с нагревателем и термометром ввинчивается в калориметр. Все устройство находится в гелиевом криостате [Comm. Phys. Lab. Univ. Leiden, № 219e (1932) стр. 43, рис. 1].

#### Модифицированная установка (б),

Е — дополнительная вставка с нагревателем F; D — медная крестовина для улучшения передачи тепла. Все остальные части установки без изменения [Physica, 2 (1953) стр. 559, рис. 1].

распределится по жидкому гелию, переходить в новое состояние равновесия.

Уже при работе на первой установке были замечены различия в кривых нагревания ниже или выше  $\lambda$ -точки. При использовании установки новой конструкции «...стало ясно, что при нагревании снизу между состояниями

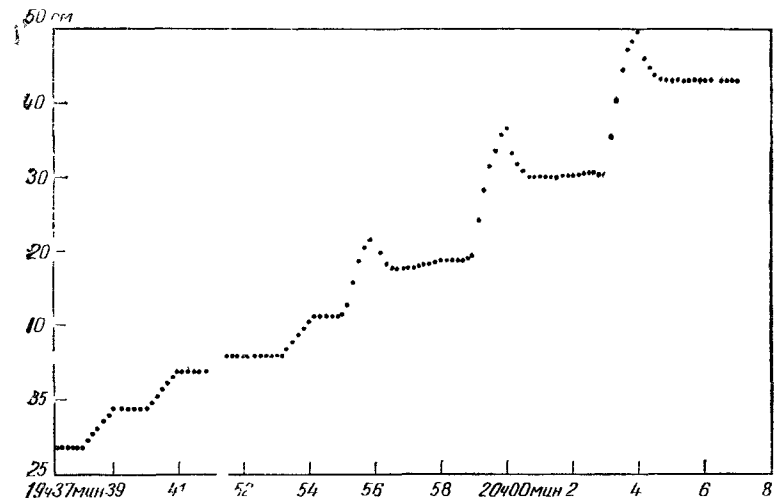


Рис. 5.5. Зависимость температуры от времени для одной из серий измерения теплоемкости (Вертикальная ось проградуирована в сантиметрах, в которых измеряется отброс гальванометра в цепи термометра)

При подаче трех последних (следовательно при более высокой температуре) импульсов хорошо виден резкий перегрев термометра, который не наблюдается при подаче предшествующих импульсов [Physica, 2 (1935), стр. 569, рис. 6]

сразу после нагрева имеется заметная разница, в зависимости от того, проводится опыт при температуре ниже или выше лямбда-точки. На рис. 5.5 эта разница ясно видна. Весьма примечательно, что изменение формы той части кривой, которая характеризует период нагрева, происходит сразу после перехода через лямбда-точку. Мы видим, что при температурах ниже лямбда-точки теплообмен в калориметре происходит чрезвычайно быстро, тогда как выше ее для этого требуется некоторое время.

Исследователи рассматривали возможное влияние конвекционных потоков, но решили, что последние не

могут быть ответственны за наблюдаемые явления. Они пришли к заключению, что «эти эксперименты показывают, что теплопроводность внезапно изменяется скачком при переходе от He II к He I», причем He II передает тепло намного более эффективно, чем даже медный сосуд калориметра. Они немедленно взялись за исследование этого эффекта и в 1936 г. опубликовали свои результаты в коротком сообщении в журнале *Physica*.

«В наших первых экспериментах мы изучали теплопроводность в слое жидкого гелия, имеющем форму кругового цилиндра радиусом 18 мм и высотой 5 мм. Слой жидкого гелия был заключен между двумя медными блоками, каждый из которых был снабжен нагревателем и термометром сопротивления из фосфористой бронзы. При температуре 3,3 К мы получали значение теплопроводности, характерное для газов при обычных температурах.

Оказалось, что при температурах ниже лямбда-точки теплопроводность слишком велика, чтобы ее можно было измерить описанным методом. При нагревании одного из блоков немедленно изменялась и температура другого, так что сколько-нибудь заметной разности температур не наблюдалось...

В последующих экспериментах мы использовали два медных блока, каждый из которых был снабжен термометром сопротивления и камерой с жидким гелием. Обе гелиевые камеры соединялись друг с другом капилляром из нетеплопроводного материала. На одном из медных блоков был укреплен нагреватель. От гелиевой камеры второго блока отходил капилляр, через который вся система заполнялась жидким гелием. Разумеется, медные блоки и соединительный капилляр размещались в объеме, который мог быть вакуумирован. Эти эксперименты показали, что температура обоих блоков выравнивается по-прежнему столь быстро, что надежные измерения невозможны...

Чтобы исключить влияние теплового сопротивления на границе между жидким гелием II и медью, которое оказалось относительно большим, мы провели эксперименты с двумя соединительными капиллярами длиной 22 и 94 см (внутренний диаметр каждого был равен 0,6 мм).

...В этом предварительном сообщении мы ограничимся утверждением, что при температурах между 1,4 и 1,75 К измеренные нами значения теплопроводности жидкого гелия составляют около 190 кал/К·с·см.

Заметим, что это значение примерно в 200 раз больше теплопроводности меди при обычных температурах или в 14 раз больше теплопроводности рафинированной меди при температурах жидкого водорода. Следовательно, жидкий гелий II является наилучшим из известных нам пока проводников тепла.

Далее обнаружилось, что теплопроводность жидкого гелия II при упомянутых температурах почти в  $3 \cdot 10^6$  раз превосходит теплопроводность жидкого гелия I.

Если связать этот факт с резким изменением теплопроводности при переходе через лямбда-точку, то, по видимому, мы можем назвать жидкий гелий II *сверхтеплопроводящим*.

Однако дело обстояло не так просто, как кажется. Дальнейшие исследования теплопроводности, произведенные Дж. Ф. Алленом, Р. Пайерлсом и М. Заки Уддином в Кембриджском университете в 1937 г., показали, что классический закон теплопроводности здесь не выполняется, поэтому было неясно, как вообще определить коэффициент теплопроводности. Тем не менее их работы подтвердили вывод Кеезома о том, что независимо от своего механизма передача тепла в жидком гелии II происходит значительно более эффективно, чем в любом другом известном веществе.

В следующем году картина претерпела драматические изменения. Как много лет спустя писал Аллен, «атмосфера была буквально насыщена новыми экспериментами и открытиями, происходившими почти каждую неделю в течение двух или трех месяцев»; сам Аллен принимал участие в двух из трех основных открытий.

Год начался с публикации в журнале *Nature* письма П. Л. Капицы<sup>1</sup> из Института физических проблем Академии наук СССР в Москве, который предложил возможное объяснение явления теплопроводности. Эксперимент по проверке этого объяснения дал ошеломляющие результаты.

<sup>1</sup> В том же году это письмо было опубликовано в журнале «Доклады Академии наук СССР», 1938, т. XVIII, № 1, с. 21—23. Здесь мы цитируем его по данной публикации. — *Прим. ред.*

«Для объяснения этих аномальных явлений мне казалось, что возможно сделать предположение, что эта теплопроводность не есть истинная, а происходит благодаря конвекционным потокам. Но для возникновения и существования этих конвекционных потоков необходимо, чтобы гелий II обладал исключительно малой вязкостью. До сих пор известны только одни измерения вязкости гелия<sup>1</sup>. При этих измерениях было найдено, что при переходе из модификации I в модификацию II происходит только незначительное уменьшение вязкости гелия. Так, вязкость ниже точки  $\lambda$  в 3 раза меньше, чем вязкость гелия при нормальном давлении (4,22 К), и в 8 раз меньше вязкости перед точкой перехода (2,40 К). К сожалению, в этих измерениях не было выяснено, являлось ли движение ламинарным или турбулентным. Это важно знать, так как жидкий гелий является жидкостью с удельным весом  $\rho = 0,15$ , незначительно отличающимся от удельного веса обычной жидкости, в то время как его вязкость  $\mu$  того же порядка, как и у газов. Этот факт делает кинематическую вязкость  $\nu = \mu/\rho$  исключительно малой сравнительно со всеми известными жидкостями. Вследствие этого, если вязкость гелия изучается в обычных вискозиметрах, надо особенно внимательно следить, чтобы рейнولدсовское число<sup>2</sup> не достигало больших значений, чтобы сохранить движение жидкости ламинарным.

Можно показать, что эти условия совсем не были выполнены, и можно с уверенностью сказать, что результаты их относятся к вихревому движению, вследствие чего полученные величины для вязкости жидкого гелия не соответствуют истинным и могут быть во сколько угодно раз больше.

Измерения вязкости жидкого гелия — трудная задача ввиду необходимости создания такого метода, в котором можно было бы сохранять ламинарное движение даже при его малой кинематической вязкости.

<sup>1</sup> Эти измерения проводились обычным методом наблюдения затухающих крутильных колебаний цилиндра.

<sup>2</sup> Число Рейнольдса определяется как отношение  $vl/\nu$ , где  $v$  — скорость течения жидкости,  $l$  — характерный размер канала, ограничивающего это течение,  $\nu$  — кинематический коэффициент вязкости, приведенный в тексте.

Мы разработали следующий метод, при котором можно мерить вязкость жидкостей с гораздо меньшей кинематической вязкостью, чем обычно. Схематически прибор показан на рис. 5.6.

Вязкость измерялась по разности давлений жидкостей, текущих в очень узком щелевом зазоре, образуемом между двумя дисками — 1 и 2. Эти диски были сделаны из оптического стекла и отшлифованного стекла и расстояние между ними могло устанавливаться посредством прокладок из слюды. Внешний диаметр дисков был 3 см, и отверстие в верхнем диске было 1,5 см. Над этим отверстием ставилась трубка 3. Посредством ниточки 4 весь этот прибор мог опускаться и подниматься в жидком гелии, и уровень жидкости в трубке 3 мог быть установлен выше или ниже уровня жидкости 5 в окружающем дьюаре. Количество протекаемой жидкости и давление столба измерялись катетометром.

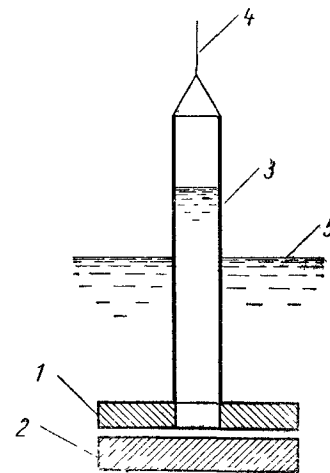


Рис. 5.6. Схема опыта Капицы по измерению вязкости жидкого гелия [Доклады АН СССР, 1938, т. XVIII, № 1, с. 22].

Измерения дали с самого начала интересные результаты. Например в случае, когда диски 1 и 2 были прижаты друг к другу без слюдяных прокладок, по интерференционным полосам можно было видеть, что образовавшаяся щель была порядка 0,5 мкм, — тогда гелий I протекал еще еле заметно: на протяжении нескольких минут наблюдения высота столбика в трубке 3 менялась лишь на долю миллиметра. В случае же гелия II наблюдалось сильное протекание и уровень выравнивался в течение нескольких секунд.

Из числовых данных измерений можно было заключить, что вязкость гелия модификации II по крайней мере в 1500 раз меньше, чем гелия модификации I при 4,22 К. Экспериментальные данные также показывают, что в случае гелия II разность давления на краях щели

пропорциональна квадрату скорости течения гелия через щель, что показывает, что и в нашем случае движение потока гелия в щели было еще турбулентным. Но если мы все-таки вычислим вязкость, считая движение ламинарным, мы получим ее порядка  $10^{-9}$  в абсолютных единицах, что, очевидно, представляет собой верхний предел возможной вязкости... по крайней мере в 10 000 раз меньшей, чем [имеет] водород в газообразном состоянии при самой низкой температуре, при которой вязкость его имеет наименьшее значение. Как известно, вязкость газообразного водорода считалась наименьшей измеренной вязкостью, известной для какой-либо текучей среды. Мне кажется, что этого предела уже достаточно, чтобы по сравнению с явлением сверхпроводимости считать, что жидкий гелий ниже точки  $\lambda$  принимает особую модификацию, которую в виду ее исключительно малой вязкости можно было бы назвать «сверхтекучей».

В свете дальнейших результатов, о которых будет рассказано ниже, выводы Капицы можно было бы поставить под сомнение, если бы они остались единственными. Однако случилось так, что аналогичные результаты были получены Алленом и А. Д. Майзнером в Кембриджском университете, причем совершенно другим методом. Эти результаты также были опубликованы в *Nature* непосредственно вслед за сообщением Капицы, а в следующем году они вместе с более обширными данными измерений были подробно описаны в *Proceedings of the Royal Society*.

«Установка и методика измерений во всех опытах по изучению течения гелия в основном оставались неизменными. Стеклый капилляр одним из своих концов соединялся с цилиндрическим стеклынным резервуаром такого диаметра, чтобы скорость изменения уровня при протекании гелия была удобна для измерения. Другой конец капилляра был свободен и открыт в резервуар с жидким гелием. Верхняя часть резервуара также обычно оставалась открытой, однако диаметр отверстия ограничивался значениями 0,5—1 мм в зависимости от размера резервуара. Цель такого ограничения состояла в том, чтобы уменьшить, насколько возможно, любую передачу жидкости обратно в резервуар посредством подвижной поверхностной пленки, перетекающей через верхний край резервуара».

Последний абзац относится к открытию, сделанному в период между публикациями первого сообщения и подробного отчета (о нем мы еще будем говорить в дальнейшем). Было обнаружено, что на стенках резервуара образуется пленка жидкого гелия, по которой жидкость может переноситься через верхний край стенки, если только уровни жидкости по обе ее стороны были различны. Это обстоятельство могло бы привести к пересмотру результатов Капицы.

«Большинство резервуаров затем проверяли с помощью закрытых капилляров с целью измерения действительного количества жидкости, перетекающего по пленке. Оно составляло, как правило, менее 1%, хотя в случае самых тонких стеклынных капилляров могло возрастать до 7—8%.

Во время эксперимента резервуар всегда был частично погружен в ванну с гелием. Течение жидкости вызывалось подъемом или опусканием резервуара с капилляром, что приводило к появлению разности уровней жидкости в резервуаре и ванне. Скорость изменения обоих уровней измерялась при помощи катетометра, снабженного окулярной шкалой отсчета; регистрировались моменты, когда уровень проходил через последовательные деления шкалы...

При использовании длинных капилляров, чтобы разместить их в ванне с жидким гелием, их сворачивали в горизонтальную спираль. Диаметр спирали составлял обычно 4—5 см, т. е. примерно в 100 раз превышал диаметр капилляра, так что последний можно было по-прежнему рассматривать как прямой...

Постоянство давления паров и, следовательно, постоянство температуры поддерживалось при помощи управляемого вручную игольчатого клапана и дифференциального масляного манометра в линии откачки гелия. Оказалось необходимым поддерживать постоянство температуры в процессе измерений на уровне  $10^{-3}$  К/мин, особенно когда измерения проводились вблизи  $\lambda$ -точки.

Максимальное гидростатическое давление в опытах с потоком гелия достигало 15 мм столба жидкого гелия, и увеличение катетометра было установлено таким, чтобы соответствующий столб занимал все поле зрения окуляра,

...Во всех случаях строилась зависимость изменения уровня гелия в резервуаре от времени. Наклон кривой в каждой точке мог быть затем пересчитан в объемный расход жидкости в секунду или среднюю скорость  $v$  движения жидкости по капилляру. В то же время разность между уровнями жидкого гелия в резервуаре и ванне давала значения давления  $p$ , соответствующего этой скорости. Для каждого графика составлялась таблица скорость — давление, и на ее основе строилась кривая в логарифмическом масштабе... Наклон этой кривой (т. е. производная  $d \log v / d \log p$ ) равен показателю степени, в которой  $p$  входит в соотношение между скоростью и давлением<sup>1</sup>. Согласно классической теории, эта производная (и соответственно показатель) равен единице для чисто ламинарного течения и  $1/2$  — для чисто турбулентного течения».

В ходе экспериментов можно было изменять четыре параметра: длину капилляра, его радиус, давление и температуру; результаты выражались через две величины: скорость потока и наклон кривой зависимости скорость — давление, представленной в логарифмическом масштабе. В более полном варианте своей статьи авторы рассматривали многочисленные сочетания этих величин. Однако основные черты данного явления были видны уже из короткого сообщения, где рассматривались лишь две капиллярные трубки: одна кругового сечения радиусом 0,05 см и длиной 130 см, а вторая эллиптического сечения с полуосями 0,001 и 0,002 см и длиной 93,5 см.

«...Значения скорости течения жидкости по капилляру и соответствующая разность давлений на концах капилляра приведены в логарифмическом масштабе на рис. [5.7].

Очевидно следующее:

**а.** Скорость потока  $q$  меняется лишь незначительно при больших изменениях перепадов давления  $p$  столба жидкости. Для меньшего капилляра соотношение между ними выражается примерно как  $p \propto q^6$ , однако при уменьшении скорости показатель, по-видимому, будет еще более высокий.

<sup>1</sup> Имеется в виду значение  $n$  в формуле  $v \propto p^n$ , связывающей скорость и давление.

**б.** Скорость течения для данного перепада давлений и данной температуры изменяется весьма незначительно при изменении поперечного сечения трубки примерно в  $10^3$  раз...

Если принять с целью определения возможного верхнего предела вязкости  $\eta$  формулу для ламинарного течения<sup>1</sup>  $p \propto q$ , мы получаем значения  $\eta = 4 \cdot 10^{-9}$  ед. СГС...

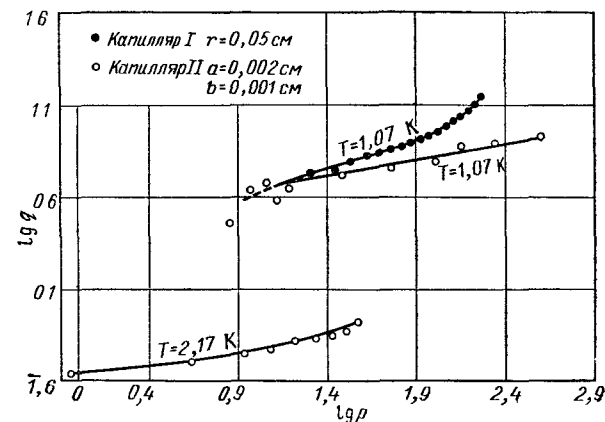


Рис 57 Зависимость (в логарифмическом масштабе) скорости (см/с) от давления (дина/см<sup>2</sup>) при течении жидкого гелия II в капиллярах [Nature, 141 (1938), стр. 75, рис без номера].

Однако наблюдаемый вид течения, при котором скорость почти не зависит от давления, скорее всего вообще не может трактоваться ни как ламинарное, ни как обычное турбулентное течение. Поэтому ни одна из известных формул на основе наших результатов не может дать имеющее смысл значение вязкости».

В это же время в Лейдене Кеезом и стажер из США Дж. Е. Мак-Вуд измеряли вязкость жидкого гелия классическим методом, наблюдая крутильные колебания диска, погруженного в жидкость. Установка была сконструирована так, чтобы можно было использовать как жидкий, так и газообразный гелий, причем последний

<sup>1</sup> Согласно классическому закону ламинарного течения, скорость также должна быть пропорциональна площади поперечного сечения трубки.

служил для калибровки. Особые меры предосторожности были приняты с целью обеспечить действительно ламинарное течение жидкости или газа, показателем которого служило строго линейное изменение логарифма амплитуды колебаний со временем. Результаты оказались не совсем такими, как ожидалось; например, вязкость возрастала с ростом температуры, что противоречило поведению нормальных жидкостей. Однако значения вязкости были весьма далеки от полученных в работах Капицы, а также Аллена и Майзнера.

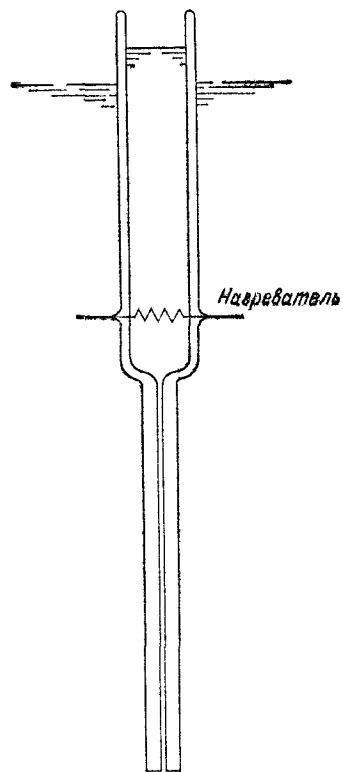


Рис. 5.8. Схема прибора, с помощью которого Аллен и Джонс открыли эффект изменения давления, связанный с переносом тепла в жидком гелии [*Nature*, 141 (1938), стр. 243, рис. 1].

Следующее открытие, связанное с чрезвычайно эффективным явлением, было сделано Алленом и Х. Джонсом, о чем они сообщили четырьмя неделями позже в письме в *Nature* (подробно это открытие обсуждалось в статье Аллена и Дж. Рики, опубликованной в *Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*).

Данное открытие было сделано в ходе продолжавшихся работ Аллена, Пайерлса и Заки Уддина по теплопроводности (см. выше).

«Было замечено, что теплопроводность как бы возрастала при уменьшении отверстия капилляра. Далее было обнаружено, что при очень низких температурах (1,08 К) малые потоки тепла вызывали подъем уровня жидкости в закрытой колбе, присоединенной к нагреваемому концу капилляра, хотя он должен был падать из-за возрастания давления паров; такое падение наблюдалось только при больших потоках тепла. Затем прибор был изменен так, чтобы верхняя часть колбы на горячем конце капилляра была открыта для доступа паров, находящихся в равновесии с поверхностью жидкого гелия в термостате (рис. [5.8]). Таким образом удалось устранить разность в давлениях паров над жидкостью с обоих концов капилляра. Как и в предыдущих случаях, нагрев осуществлялся с помощью электрической спирали, помещенной внутри колбы. При нагревании уровень жидкости в колбе вновь поднимался, причем подъем возрастал с увеличением потока тепла, а при постоянном потоке тепла увеличивался с понижением температуры...

Еще более поразительное проявление этого эффекта наблюдалось одним из нас (Дж. Ф. Аллен) совместно с А. Д. Майзнером. Опыты проводились с жидким гелием II, текущим по трубке, заполненной мелким

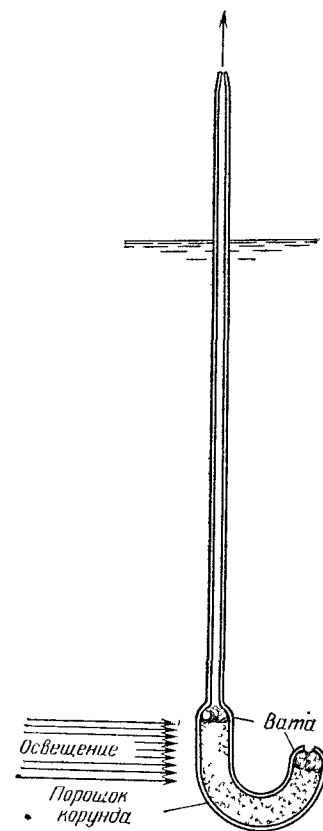


Рис. 5.9. Схема прибора для обнаружения фонтанирования [*Nature*, 141 (1938), стр. 243, рис. 2].



порошком корунда (рис. [5.9]). Верхушка трубки могла быть на несколько сантиметров выше уровня гелия в ванне; нижний конец трубки, заполненный порошком, освещался электрическим карманным фонариком. Когда на порошок попадал свет, наблюдался стационарный поток жидкого гелия, выходящий из верхнего края трубки.

По существу, описанная установка представляет собой очень простой и эффективный гелиевый насос. Высота струи увеличивается при уменьшении температуры в гелиевой ванне и при размельчении частиц порошка. Фотография насоса, работающего на жидком гелии, представлена на рис. [5.10]. Поток поднимается примерно на 4 см над соплом, и его верхняя часть ударяется в боковые стенки сосуда... Максимальная высота струи достигала 16 см».

Очевидно, между потоками тепла и массы для гелия II существовала очень тесная взаимосвязь. Природа этой связи должна была стать более явной в результате исследования последнего, четвертого из «сверхсвойств» — течения пленок.

В отличие от трех других особенностей сверхтекучего поведения гелия течение пленок давно привлекало внимание исследователей<sup>1</sup>. Еще в 1922 г. Камерлинг-Оннес заметил, что уровни жидкого гелия в двух концентрических сосудах стремятся выровняться; он считал это связанным с «перегонкой». В 1936 г. Николас Курти, Б. В. Роллин и Ф. Симон сообщили в статье, помещенной в журнале *Physica* и посвященной экспериментам по охлаждению с помощью адиабатического размагничивания, о том, что «...в сосудах, содержащих охлажденный ниже  $\lambda$ -точки жидкий гелий и соединенных трубкой с более нагретыми частями установки, был обнаружен аномально высокий приток тепла. Это поведение, возможно, связано, с существованием слоя жидкой пленки вдоль стенок трубки». Более подробно Роллин доложил о подобных явлениях на Седьмом международном

<sup>1</sup> Действительно, существовало, по крайней мере одно указание на аномально малую вязкость. А именно в 1930 г. Кеезом и Дж. Н. ван ден Энде обнаружили, что сосуд, не имевший никакой заметной течи при температуре выше  $\lambda$ -точки, обладает ею при температурах ниже этой точки. Однако никаких дальнейших выводов из этого в тот момент сделано не было.

конгрессе холода и предположил, что они связаны с тем, что наблюдал Камерлинг-Оннес. Поэтому Джон Г. Даунт и Курт Мендельсон в Оксфорде предприняли более тщательное изучение этого явления. Они сообщили о результатах в письме в *Nature* в 1938 г., а подробно их работа была опубликована в двух следующих одна за другой статьях в *Proceedings of the Royal Society* в 1939 г.

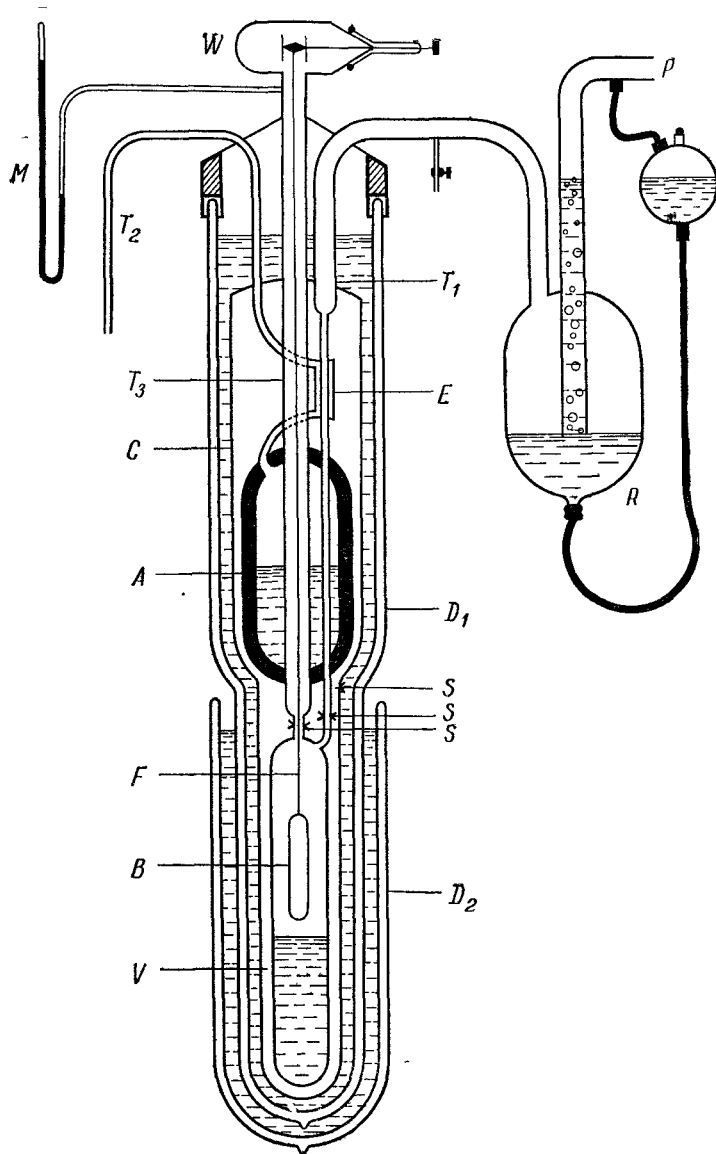
«В очень удобной установке (рис. [5.11]) мы подвесили небольшую стеклянную мензурку на тонкой стеклянной нити, которую можно было поднимать и опускать в резервуар с жидким гелием II... Мы наблюдали следующие явления:

а. Когда пустая мензурка опускалась в жидкость, она наполнялась до того же уровня, что и уровень жидкости в резервуаре, хотя верхний край мензурки был везде выше уровня жидкости.

б. Когда мензурку частично вынимали из резервуара, уровень жидкости в ней падал с той же скоростью, как он возрастал в случае а, тогда как уровень в резервуаре возрастал до тех пор, пока не достигалось равенство обоих уровней.

в. Для того чтобы установить, происходит ли перенос жидкости путем перегонки сквозь газовую фазу или благодаря переносу по поверхности, эффект изучался при введении пучка изогнутых медных проволок, чем достигалось увеличение поверхности, соединяющей оба уровня. Было установлено, что при этом скорость

Рис. 5.10. Эффект фонтанирования [*Nature*, 141 (1938), стр. 243, рис. 3]



переноса увеличивалась в несколько раз, но лишь при условии, что пучок проволок опускался в жидкость до более высокого из двух уровней<sup>1</sup> (рис. [5.12]).

г. Когда мензурку (в отсутствие проволок) полностью вынимали из резервуара, жидкость в ней исчезала с той же скоростью, как если бы мензурка оставалась частично погруженной в резервуар. Этот факт удалось понять после того, как было установлено, что жидкость собирается в капли на дне мензурки и капает в резервуар.

д. Оказалось, что скорость переноса жидкости не зависит слишком сильно от того, заполнена ли мензурка почти полностью или же почти пуста; скорость переноса изменялась всего лишь на 20% при изменении уровня в пределах от 0,5—20 мм от верхнего края мензурки.

Действительно, как было показано в первой из статей Даунта и Мендельсона, скорость потока, по-видимому, почти совершенно не зависела от относительной разности уровней.

«Для более детального изучения вопроса измерялся перенос жидкости из длинной мензурки в зависимости от времени. Мензурка наполнялась путем полного погружения в резервуар, а затем извлекалась из него. Отсчеты высоты уровня в мензурке производили через каждые 2 мин. Во время эксперимента уровень жидкости в резервуаре поддерживался на одной и той же высоте по отношению к мензурке, что достигалось регулированием высоты мензурки. Высота обоих уровней как функция времени представлена на рис. [5.13], отражающем результаты типичного эксперимента.

<sup>1</sup> Возможность капиллярного эффекта между витками проволок исключалась путем замены его несколькими отдельными проволоками.

Рис. 5.11. Криостат, использованный Даунтом и Мендельсоном, приспособленный для подъема и погружения мензурки.

Его описание дано в первой из двух статей этих авторов. «Сосуд, в котором проводились эксперименты, соединен с небольшим гелиевым ожигителем... В тех экспериментах, где использовалась мензурка В, ее можно было поднимать и опускать с помощью нити или провода F, который через трубку T<sub>3</sub> выводился из прибора. Верхний конец F присоединялся к герметизированному подъемному устройству W (или к магнитному устройству). Вся установка помещалась в вакуумированный сосуд С, окруженный жидким водородом в дьюаре D<sub>1</sub>. Нижняя часть установки сделана из стекла и соединяется с основной частью при помощи переходов медь—стекло. Низ дьюара D<sub>1</sub> не посеребрен и погружен в ванну с жидким азотом в дьюаре D<sub>2</sub>» [Proc. Roy. Soc., Ser. A, 170 (1939), стр. 425, рис. 1].

Уровень жидкости в мензурке быстро опускается в течение первых 6 мин, пока не оказывается на 1 см ниже ее верхнего края. После этого высота уровня внутри мензурки становится линейной функцией времени; это означает, что скорость переноса оказывается постоянной и не зависит от разности уровней внутри и снаружи мензурки. Для проверки этого положения на 33-й минуте разность между двумя уровнями внезапно уменьшили на 65%. Однако, как ясно видно из рис. [5.13], это не приводило к изменению скорости переноса.

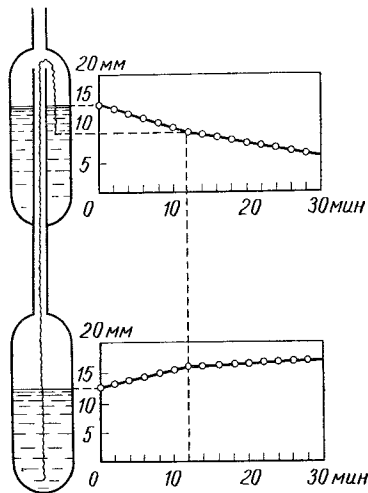


Рис. 5.12. Расположение пучка медных проволок в приборе для изучения их влияния на скорость перетекания.

Справа — графики изменения во времени уровня жидкости в двух сосудах. Следует обратить внимание на изменение наклона обеих кривых в тот момент, когда уровень в верхнем сосуде опускается ниже конца пучка проволок [Proc. Roy. Soc., Ser. A170 (1939), стр. 428, рис. 3].

Дальнейшие более точные измерения показали, что все же наблюдается некоторый, хотя и небольшой, эффект, лежащий за пределами точности описанных измерений и существенно меньший сифонного эффекта.)

«Поскольку разность высот между двумя уровнями не влияет заметно на поток жидкости, было высказано предположение, что, возможно, определенную роль играет

расстояние, которое атомы должны пройти по пленке... Поэтому был поставлен эксперимент с мензуркой, где путь атомов вдоль одной из стенок оказывался значительно длиннее, чем вдоль другой (рис [5.14]). Перенос жидкости вновь фиксировался по разности уровней жидкости в резервуаре и мензурке, которая измерялась как функция времени. В течение первых 30 мин уровень в резервуаре поддерживался постоянным... После этого он был поднят так, что оказался выше нижнего конца внутренних трубок. Скорость переноса не изменялась,

идет в обратном направлении, и мы наблюдаем в точности то же значение скорости переноса, как и при втекании гелия в мензурку.

однако было замечено, что теперь капли жидкого гелия падают с нижнего конца самой внутренней из трубок. На

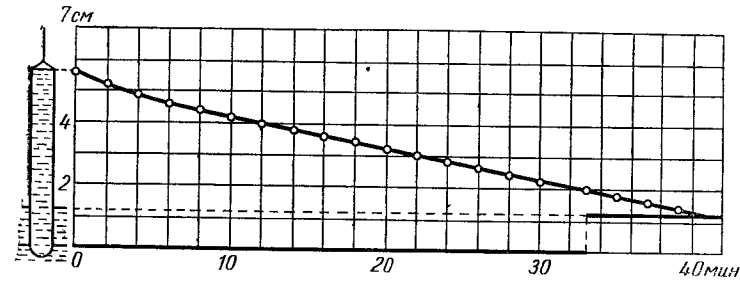


Рис. 5.13. Изменение уровня жидкости в мензурке с жидким гелием II [Proc. Roy. Soc., Ser. A170 (1939), стр. 430, рис. 5].

Интересная особенность последнего эксперимента состоит в образовании капель, которые наблюдались при

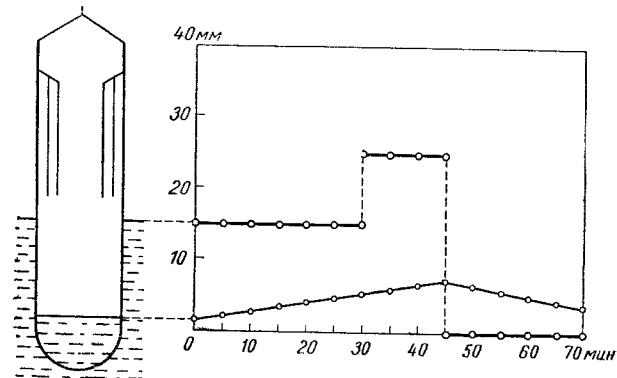


Рис. 5.14. Эксперимент по изучению влияния длины пути на перенос жидкости пленкой (малые кружки — внутренний уровень, большие кружки — внешний уровень) [Proc. Roy. Soc., Ser. A170 (1939), стр. 436, рис. 9].

идет в обратном направлении, и мы наблюдаем в точности то же значение скорости переноса, как и при втекании гелия в мензурку.

Интересная особенность последнего эксперимента состоит в образовании капель, которые наблюдались при

опускании нижнего конца трубок ниже уровня жидкости в резервуаре. По-видимому, эти капли указывали на то, что свободная жидкость может образовываться из пленки в тех местах, которые находятся ниже верхнего уровня<sup>1</sup>. Для дальнейшего изучения этого явления использовалась мензурка с сужением внутренней стенки (рис. [5.15]). Пустую мензурку погружали в резервуар,

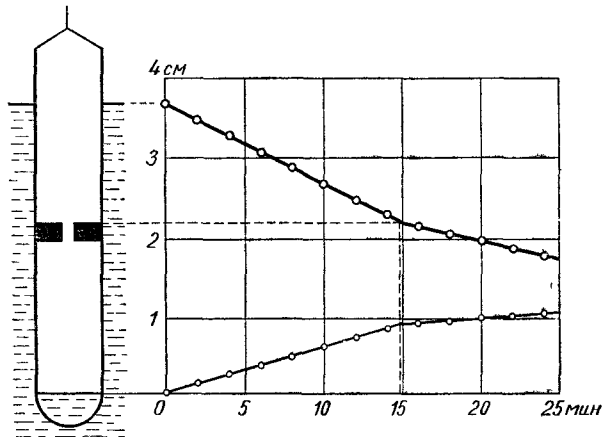


Рис 5 15. Эксперимент, показывающий влияние сужения внутренней стенки мензурки (малые кружки — внутренний уровень, большие кружки — внешний уровень) [Proc. Roy. Soc., Ser. A170 (1939), стр. 437, рис. 10].

так чтобы уровень жидкости в последнем оказался значительно выше суженной части мензурки. Затем мензурка наполнялась, и уровень в резервуаре соответственно падал, так что скорость переноса оставалась постоянной до тех пор, пока (по прошествии 15 мин) уровень жидкости в резервуаре не доходил до уровня суженной части. В этот момент скорость переноса резко изменялась, после чего понижение уровня в резервуаре и соответствующее повышение уровня в мензурке значительно замедлялись.

Все это означает, что перенос между сосудами с различными уровнями жидкого гелия ограничивается самым

<sup>1</sup> Сравните с условиями, при которых капли образовывались в двух предыдущих случаях (см. стр. 101, 102).

узким местом в соединительной трубке, лежащим выше самого высокого уровня».

За письмом в *Nature* Даунта и Мендельсона последовало письмо А. К. Кикоина и Б. Г. Лазарева из Украинского физико-технического института в Харькове, которые также исследовали течение пленок, но с помощью совершенно другой методики.

«Стекло́нная трубка диаметром 4 мм, снабженная вакуумной теплоизоляцией, погружена в жидкий гелий, причем лишь ее нижняя часть находится в жидкости, тогда как верхняя может возвышаться над уровнем жидкого гелия в резервуаре. К верхней части трубки припаяна медная трубка, на которую навиты нагреватель из константановой проволоки (диаметром 0,1 мм) и термометр сопротивления из фосфористой бронзы (диаметром 0,1 мм).

Когда нижняя часть трубки погружена в жидкий гелий II, верхняя часть ее имеет ту же температуру, что и нижняя, т. е. температуру жидкого гелия в сосуде Дьюара. При подводе тепла при помощи электронагревателя нагрева практически не наблюдается... Однако при определенном значении тока начинается интенсивный нагрев... При выключении тока через нагреватель верхняя часть трубки очень быстро (за несколько секунд) принимает ту же температуру, что и нижняя часть...

Это свидетельствует о том, что по всей поверхности трубки образуется тонкая пленка жидкого гелия II, которая вследствие своей аномально высокой теплопроводности выравнивает температуры верхней и нижней частей трубки... При некотором предельном значении тока эта пленка испаряется, и лишь тогда начинается процесс нагрева».

По оценкам Кикоина и Лазарева, толщина этой пленки составляла величину порядка  $10^{-5}$  см (несколько позже в том же году они уточнили эту оценку:  $2 \div 3 \cdot 10^{-6}$  см); авторы отмечали, что в столь тонкой пленке едва ли могли установиться конвекционные потоки. Следовательно, процесс переноса тепла, по их мнению, должен быть обусловлен сверхтеплопроводностью гелия II. Однако Даунт и Мендельсон, обнаружив истинный перенос массы пленкой, изучили этот вопрос более глубоко, о чем и сообщили во второй из своих статей.

«Мы работали с установкой, аналогичной использованной в предшествующих экспериментах, с мензуркой в виде небольшого сосуда Дьюара (рис. [5.16]). Снаружи на этот сосуд было надето медное кольцо, которое могло нагреваться при возбуждении индукционных токов. Сначала мензурку заполняли жидким гелием лишь частично и затем вынимали ее из резервуара. Вследствие переноса массы уровень жидкости в мензурке

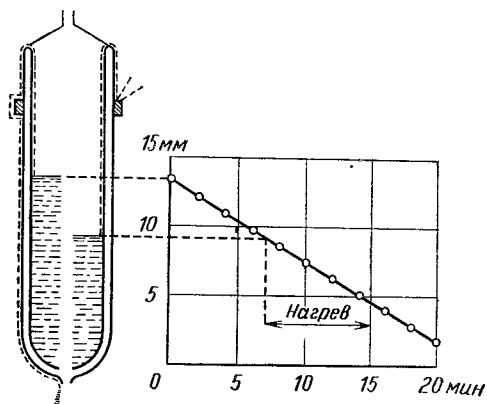


Рис. 5.16. Установка Даунга и Мендельсона для определения теплопроводности по поверхностной пленке [*Proc. Roy. Soc., Ser. A170* (1939), стр. 441, рис. 1].

стабильно понижался и жидкость, собирающаяся на нижнем конце внешней поверхности сосуда Дьюара, капала опять в резервуар. Далее, возбуждая ток в кольце, охватывающем мензурку, к пленке подводили тепло. Очевидно, что если пленка проводит тепло, то оно вновь перейдет в мензурку и приведет к дополнительному испарению гелия в ней. Это означает, что во время нагрева уровень жидкости в мензурке должен падать быстрее прежнего. Из рис. [5.16] ясно видно, что при нагревании кольца (в период с 7-й по 15-ю минуты) не обнаруживалось никакого изменения скорости течения гелия. В эксперименте, который иллюстрирует этот рисунок, подводилось достаточно тепла, чтобы пленка полностью испарялась, и это было с полной очевидностью установлено по исчезновению капель. В других опытах пленка испарялась лишь частично. Количество

подведенного тепла контролировалось по изменению числа капель, падающих в сосуд за одну минуту. Эти эксперименты проводились при различных температурах, но результат был всегда одинаков. Более того, не имело значения, находился уровень жидкости в мензурке выше или ниже кольца; охватывающего мензурку.

Эти эксперименты показали, что через пленку не передается сколько-нибудь значительного количества тепла от нагревателя к мензурке... Перенос тепла в трубке, содержащий жидкий HeII, является, таким образом, динамическим процессом. Вопреки предположению Кинкоина и Лазарева именно конвекция гелия ответственна за перенос тепла, однако эта конвекция происходит в два этапа. Перенос вдоль пленки переводит гелий в область более высокой температуры, откуда он в виде пара возвращается обратно, так что весь круговой процесс аналогичен круговороту воды в океанских течениях и атмосфере».

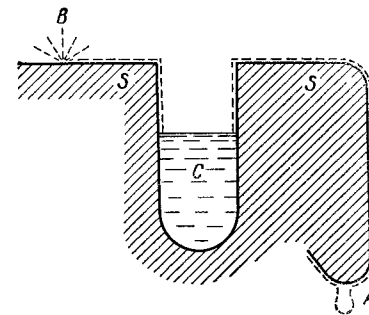


Рис. 5.17. Схема, изображающая течение пленки [*Proc. Roy. Soc., Ser. A170* (1939), стр. 446, рис. 5].

Все явление в целом было описано так:

«Если контейнер *C* (рис. [5.17]) заполнить жидким гелием II, то смежная с ним поверхность *S* твердого тела покрывается пленкой гелия толщиной около  $3,5 \cdot 10^{-6}$  см. Эта пленка растекается по всей поверхности тела до тех пор, пока она либо не выпадет в виде капель свободной жидкости где-то ниже уровня жидкости в контейнере *C*, либо не испарится. Скорость, с которой жидкость уходит из контейнера *C*, остается постоянной независимо от того, выпадает ли пленка в виде капель в *A* или испаряется в *B*. Поэтому представляется, что по мере удаления тем или иным способом пленки с поверхности *S* последняя вновь быстро покрывается гелием из контейнера *C*. Скорость, с которой происходит эта регенерация пленки (или скорость переноса), в первом приближении зависит только от температуры. Это означает, что гелий

всегда попадает в любое место поверхности, из которого была удалена пленка».

К этому времени были высказаны уже и некоторые теоретические соображения Фриц Лондон предположил, что ниже лямбда-точки жидкий гелий состоит из двух компонент: нормальной жидкости и совокупности атомов, сконденсированных в одном энергетическом состоянии; последнее возможно для таких частиц, как атомы гелия, подчиняющиеся статистике Бозе — Эйнштейна. Немедленно вслед за письмами в *Nature* Даунта и Мендельсона, а также Кикоина и Лазарева там было опубликовано письмо Ласло Тиссы, который изучил ряд следствий, вытекающих из схемы Лондона. Тисса установил, что затухание колебаний цилиндра или диска обуславливается только атомами нормальной жидкости, тогда как бозе-эйнштейновский конденсат образует «сверхтекучую жидкость» с вязкостью, фактически равной нулю. Такая схема устраняла (по крайней мере качественно) расхождение между результатами Кеезома и Мак-Вуда<sup>1</sup>, с одной стороны, и Капицы, а также Аллена и Майзнера — с другой. Кроме того, Тисса показал, что двухжидкостная гипотеза привела бы, во-первых, к возникновению в капилляре градиента температур, связанного с движением по капилляру жидкого гелия II, а во-вторых, к обратному эффекту, т. е. фонтанированию. В другом письме, направленном в *Nature* в 1938 г., Даунт и Мендельсон сообщили о своих дальнейших работах по изучению переноса жидкого гелия по пленкам, где эти идеи Тиссы нашли частичное подтверждение.

«а. Небольшой сосуд Дьюара (рис. [5.18]), содержащий нагреватель, погружался на нити в резервуар с жидким гелием II. Без подвода тепла уровни жидкости как вне, так и внутри сосуда устанавливались на одной и той же высоте  $L_1$  благодаря переносу жидкости по пленке, покрывающей соединительную стеклянную поверхность. Если же, однако, через нагреватель пропускался ток, уровень жидкости внутри сосуда *возрастал* и оказывался выше внешнего уровня; устанавливалось равновесное положение  $L_2$ ...»

<sup>1</sup> В то время результаты Кеезома и Мак-Вуда еще не были опубликованы; в их статье уже содержалась ссылка на заметку Тиссы.

Таким путем достигались разности уровней до 5 мм. Это показывает, что при наличии градиента температуры существует перенос гелия от более холодных участков к более горячим.

«Это явление совершенно аналогично «эффекту фонтанирования» в объеме жидкости, открытому Алленом и Джонсом...»

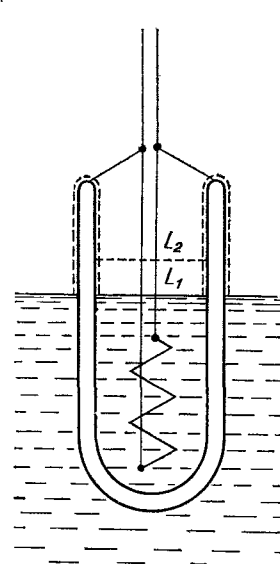


Рис. 5.18. Прибор для демонстрации течения жидкого гелия II под действием градиента температуры [*Nature*, 143 (1939), стр. 719, рис. 1].

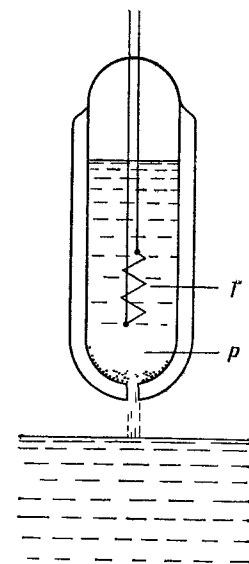


Рис. 5.19. Прибор для демонстрации механикокалорического эффекта, обратного эффекту фонтанирования [*Nature*, 143 (1939), стр. 719, рис. 2].

б. Сосуд Дьюара (рис. [5.19]) был закрыт сверху и имел отверстие в нижней части, которое частично закрывалось пробкой  $P$  из мелкого корунда. В сосуд помещался термометр сопротивления  $T$  из фосфористой бронзы, и все устройство подвешивали в резервуаре с жидким гелием II. Когда сосуд Дьюара вынимали из резервуара, жидкость быстро вытекала из сосуда сквозь порошок  $P$  и возвращалась в резервуар; одновременно температура жидкости внутри сосуда поднималась на величину около 0,01 К. Если же сосуд опускался так,

чтобы жидкость наливалась из резервуара в сосуд, то жидкость внутри сосуда на столько же охлаждалась.

Очевидно, что «механокалорический эффект» является обратным по отношению к эффекту фонтанирования... По существу, такой эффект Тисса постулировал для течения жидкого гелия II по капиллярам. Нам представляется, однако, что аномальные явления в жидком гелии II вызваны не столько капиллярным течением, сколько переносом вдоль поверхности твердого тела, и описанные результаты, по-видимому, указывают на то, что переносимые поверхностным течением атомы содержат меньшее количество тепла, чем это должно быть в среднем»<sup>1</sup>.

В дальнейшем было открыто еще немало явлений и разработан ряд теоретических положений. Так, Курти и Симон в 1938 г. сообщили о видимом исчезновении сверхтеплопроводности ниже примерно 0,5 К. Их исследования были прерваны и возобновлены лишь после второй мировой войны Г. А. Фэрбенком и Дж. Уилксом; к этому времени подобное поведение жидкого гелия уже можно было предсказать на основе возможных типов возбуждений в сверхтекучих жидкостях. Можно также назвать опыты, проведенные в 1973 г. Д. М. Ли с сотрудниками в Корнеллском университете. Из этих опытов следовало, что <sup>3</sup>He также обладает сверхтекучими свойствами, хотя его атомы подчиняются статистике Ферми — Дирака, а не Бозе — Эйнштейна<sup>2</sup>. Однако все основные идеи, касающиеся сверхтекучести, были высказаны в течение четырех лет, о которых мы и рассказали в этой главе.

<sup>1</sup> Идеи Тиссы уже использовались Даунтом и Мендельсоном для объяснения начального поведения кривых течения, подобных изображенным на рис 5 13.

<sup>2</sup> В статистике Ферми — Дирака каждое квантовое состояние может быть занято не более чем одной частицей данного сорта.

## Глава 6

### ТОЧНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ МАГНИТНЫХ МОМЕНТОВ ЯДЕР

Как только эксперименты Гейгера и Марсдена<sup>1</sup>, а также теория строения атома, созданная Бором, подтвердили модель атома Резерфорда, объектом исследования стало само атомное ядро. Разумеется, тогда слишком мало было известно о его составе и еще меньше о силах, которые могут связывать воедино его составные части. Более того, в течение длительного времени вообще почти не было никаких данных о детальной структуре и поведении атомного ядра.

Известный прогресс был достигнут в 20-е годы. Развитие «новой» квантовой теории, по крайней мере, означало появление концепции, в рамках которой можно было действовать. Затем, в 30-е годы, началось стремительное наступление ядерной физики; это было связано с созданием ускорителей частиц и открытием нейтрона, что обеспечило гораздо более эффективные методы исследования, чем все известные ранее. В надежде как-то объединить накапливающиеся сведения по ядерным реакциям ученые разрабатывали различные модели ядра.

Тем временем обнаруживались другие данные, и эти модели должны были их упорядочить. Ядро имеет как электрические, так и магнитные свойства; следовательно, оно должно обладать магнитным моментом. Фактически некоторые значения магнитных моментов удалось установить еще в 1932 г. Однако эти значения были сравнительно грубы, и требовалось найти более точные величины. И. И. Раби и его сотрудники, приступая к измерениям магнитных моментов с высокой точностью, так сформулировали свою задачу:

<sup>1</sup> См. Тригг Дж., Решающие эксперименты, М., «Мир», 1974, гл. 5.

«Магнитный момент атомного ядра — одна из немногих важнейших его характеристик, которая касается обеих сторон ядерной проблемы: природы ядерных сил и удовлетворительной модели ядра. Согласно существующим теориям, аномальный магнитный момент протона непосредственно связан с процессами, вызывающими ядерные силы. Вопрос о том, сохраняют ли протон и нейтрон свои собственные моменты, находясь в ядре, является частью более общей проблемы взаимодействий между компонентами ядра. Что касается модели атома, то очевидно, что знания самих по себе моментов импульсов ядер еще недостаточно для того, чтобы задать характер волновых функций, определяющих состояние ядра. С другой стороны, магнитный момент определяется спиновым и орбитальным моментами и при надлежащем развитии математического аппарата, зная его, можно произвести выбор между различными предполагаемыми конфигурациями.

В свете этих соображений особенно желательно определять моменты ядер с большой точностью, поскольку малые эффекты могут играть здесь очень важную роль».

Эти рассуждения звучали достаточно убедительно, и разработка нового метода измерения магнитных моментов ядер и его приложения принесли Раби Нобелевскую премию по физике за 1944 г. В этой главе мы расскажем о том, как был создан и как использовался этот метод.

Возникновение понятия момента ядра следует отнести по крайней мере еще к 1915 г., когда Х. С. Аллен выдвинул идею о том, что компоненты, входящие в состав ядра (тогда считалось, что это протоны, электроны и, возможно,  $\alpha$ -частицы), по-видимому, находятся в состоянии некоторого вращательного движения и поэтому, обладая зарядом, имеют магнитные моменты. Аналогичную мысль высказал в 1921 г. А. Е. Оксли. Позднее, в 1924 г., Вольфганг Паули предположил, что сверхтонкая структура<sup>1</sup> атомных оптических спектров возникает в результате взаимодействия между орбитальным движением электронов и полным моментом импульса ядра.

<sup>1</sup> Термин «тонкая структура» определяет расщепление спектральных линий в пределах мультиплетов, как, например, расщепление желтой D-линии натрия; термин «сверхтонкая структура» относится к расщеплениям в  $10^2$ — $10^3$  раз меньшим.

Он не считал необходимым уточнять механизм этого взаимодействия, рассматривая, по-видимому, аргументы Аллена и Оксли как очевидные. Идеи Паули были критически рассмотрены, а по существу, отвергнуты Георгом Иосом, Артуром Е. Рурком и Р. Л. Шено в ходе анализа сверхтонкой структуры спектров (однако Рурк использовал в своих расчетах неподходящее значение магнитного момента ядра). Аналогично Н. Нагаока, И. Шугиура и Т. Мишима предложили некоторый вид ядерных динамических эффектов для объяснения результатов своих измерений сверхтонкой структуры спектров ртути и висмута. Однако их идеи были недостаточно обоснованы, а их данные фактически не подтверждали выдвинутую ими гипотезу. Карл Рунге высмеял этих авторов, заявив, что буквы, составляющие фамилию Нагаока, можно с таким же успехом связать с полученными им данными по длинам волн, как и любое другое свойство ядра.

Несмотря на это, в 1926 г. В. Вессель писал: «Вопрос о возможном магнетизме атомных ядер поднимался неоднократно, но, насколько нам известно, никогда детально не обсуждался». Весселя интересовал вопрос, может ли ядерный магнетизм повлиять на рассеяние  $\alpha$ -частиц ядрами, но эффект оказался слишком мал, чтобы его можно было наблюдать<sup>1</sup>. Однако сама идея имела более глубокий смысл, чем ожидал Вессель. В 1927—1928 гг. Эрнст Бек и Сэмюэл Гаудсмит впервые установили взаимосвязь между измерениями сверхтон-

<sup>1</sup> Согласно грубым оценкам по порядку величины, можно было ожидать следующее: сила, действующая на заряженную частицу, которая движется со скоростью  $v$  в магнитном поле  $B$ , равна примерно  $q(v/c)B$ , а магнитное поле на расстоянии  $R$  от магнитного диполя с моментом  $\mu$  имеет величину порядка  $\mu/R^3$ , так что сила равна  $\mu qv/R^3c$ . Ядерные магнитные моменты по порядку величины должны составлять  $e\hbar/m_Nc$ , где  $m_N$  — масса частицы, входящей в состав ядра (например, протона), которая примерно в 2000 раз превосходит массу электрона. Итак, магнитная сила составляет  $q\hbar\mu/m_Nc^2R^3$ , а электрическая  $qe/R^2$ , следовательно, магнитная сила относится к электрической как  $\hbar v/m_Nc^2R$ . Расстояние  $R$  равно по крайней мере радиусу ядра, совпадающего по порядку величины с классическим радиусом электрона  $e^2/m_e c^2$ , откуда отношение магнитной силы к электрической составляет грубо  $\hbar v m_e c^2 / e^2 m_N c^2$ . Комбинация  $e^2/\hbar c$  — хорошо известная безразмерная постоянная, равная примерно  $1/137$ ; тогда окончательно искомое отношение оценивается как  $137 (v/c) (m_e/m_N) \approx 0,1v/c$ , т. е. действительно является малым числом.



кой структуры и моментов ядер и даже вычислили «спин» ядра висмута<sup>1</sup>. Эти авторы не были знакомы с гипотезой Паули, но находились под влиянием открытия Иоса, Рурка и Шено, которые обнаружили, что картины некоторых сверхтонких структур представляют собой миниатюрные мультиплеты. Позднее, в 1932 г., Грегори Брейт и Ф. В. Дорман на основе спектральных измерений впервые получили реальную величину магнитного момента ядра  ${}^7\text{Li}$ .

Оптический метод оказался необычайно полезным. Он и сейчас продолжает оставаться единственным источником данных по магнитным моментам многих ядер. Однако он очень сложен экспериментально и, кроме того, требует расчета электронной волновой функции на ядре, что вносит в результаты значительную погрешность. Поэтому прямые методы могли бы иметь значительные преимущества. Отто Штерн в 1926 г. в своей статье, открывшей замечательную серию работ по исследованию методом молекулярных пучков, выполненным в Институте физической химии Гамбургского университета, указал, что этот метод был бы полезен для измерения магнитных моментов ядер. Штерн даже оценил порядок величины, которая могла бы характеризовать такой момент: это был «ядерный магнетон»,  $eh/m_Nc$ .

Методу молекулярных пучков были присущи собственные трудности. В третьей статье из названной серии, опубликованной там же, где и первая, Фридрих Кнауэр и Отто Штерн сообщили, что им удалось обнаружить и грубо измерить магнитный момент подходящего порядка величины, который возникал в результате вращательного движения атомов водорода в молекуле воды. Однако их попытки обнаружить и измерить ядерный магнитный момент у ртути не увенчались успехом<sup>2</sup>. Лишь в 1933 г. Иммануэлю Эстерману, Роберту Фришу и Отто Штерну удалось измерить магнитный момент

<sup>1</sup> Гаудсмит заметил по этому поводу: «Магнитный момент ядра не упоминался явно, но он имелся в виду, как и в случае с магнитным моментом атома».

<sup>2</sup> Эту неудачу они объяснили преимущественно тем, что, по всей вероятности лишь некоторые изотопы ртути (а именно имеющие нечетное массовое число), концентрация которых составляла лишь около 30%, могут предположительно обладать магнитными моментами.

ядра водорода. Установка и применяемый метод, по существу, были те же, что и в эксперименте Штерна — Герлаха<sup>1</sup>. Для исключения влияния атомных электронов использовался молекулярный водород; при этом все-таки оставался эффект, связанный с вращением молекулы; его измеряли эмпирически на параводороде<sup>2</sup> и затем при работе с обычным водородом вносили соответствующую поправку.

Тем временем Раби, работавший в период своей стажировки в Европе в группе Штерна, в 1929 г. вернулся в Колумбийский университет и приступил там к изучению молекулярных пучков. Под его руководством была разработана серия модификаций метода, которая завершилась созданием так называемого *резонансного метода молекулярных пучков*<sup>3</sup>. Первая модификация основывалась на том, что в атоме, обладающем как электронным, так и ядерным магнитным моментом, полный эффективный момент — определяемый как производная от энергии, зависящей от ориентации атома относительно внешнего приложенного магнитного поля  $H$ , — зависит от величины этого поля. Кроме того, полный эффективный момент зависит от магнитного подстояния, а именно от значения составляющей момента вдоль направления поля  $H$ . Соответствующий анализ здесь не приводится; результат состоит в том, что картина, получаемая при отклонении пучка в магнитном поле  $H$ , характеризует величины ядерного магнитного момента  $\mu_I$ .

Этот метод, как и первоначальный метод Штерна — Герлаха, обладает тем недостатком, что отклонение атома или молекулы в магнитном поле зависит от их скорости. В пучке имеет место распределение молекул по скоростям, зависящее от температуры пучка, и, следовательно, разброс по их отклонениям, что приводит

<sup>1</sup> См. Тригг Дж., Решающие эксперименты, М., «Мир», 1974 г., гл. 8.

<sup>2</sup> Так называется модификация молекул водорода, в которой ядерные спины ориентированы в противоположных направлениях, в результате чего имеет место лишь молекулярный эффект.

<sup>3</sup> Помимо принципиального развития данной методики, по-видимому, именно Раби добился ее существенного экспериментального улучшения, заменив сильные, но ограниченные в пространстве магнитные поля постоянных магнитов более слабыми, но более протяженными полями, создаваемыми токами в длинных проводах.

к размытию картины. Если ядерный магнитный момент  $^1$  превышает  $1/2$ , то при некоторых определенных значениях  $H$  — причем эти значения поля не зависят от скоростей атомов — эффективный момент исчезает, следовательно, отклонение отсутствует. Измерение значений  $H$ , при которых интенсивность неотклоненного пучка максимальна, приводит, таким образом, к определению ядерного момента импульса и соответствующего ядерного магнитного момента  $\mu_I$ . Кроме того, данный метод обладает еще тем преимуществом, что в нем требуется измерять только само значение поля  $H$ , но не его градиент. Дополнительное усовершенствование метода, на котором мы не будем останавливаться здесь, позволило работать с ядрами, имеющими  $I = 1/2$ , также избегая проблемы, связанной с разбросом скоростей, однако при этом требовалось знание градиента поля.

Об окончательной модификации метода, которую мы опишем более подробно, Раби, Дж. Р. Захариас, С. Милман и П. Куш информировали коллег в двух письмах в редакцию журнала *The Physical Review* (1938), и в статье (1939), помещенной в том же журнале. Метод был основан на идее, выдвинутой двумя годами раньше С. Дж. Гортером. Суть ее заключалась в том, что прецессирующий гироскоп поглощает энергию от периодически меняющегося поля только в том случае, если частота возмущения равна или близка к частоте прецессии. Далее мы цитируем работу Раби и др. «Это относится не только к ядерным магнитным моментам, но вообще к любым системам, обладающим моментом импульса и магнитным моментом. Рассмотрим систему с моментом импульса  $J$  (в единицах  $\hbar/2\pi$ ) и магнитным моментом  $\mu$ . Во внешнем магнитном поле  $H_0$  момент импульса будет прецессировать  $^2$  с ларморовой частотой  $\nu$  (рад/с), равной

$$\nu = \frac{\mu H_0}{J \hbar}. \quad (6.1)$$

Наш метод состоит в измерении  $\nu$  при известном поле  $H_0$ , и это — существенное достижение метода, так как

<sup>1</sup> Все моменты импульсов измеряются в единицах  $\hbar$ .

<sup>2</sup> Согласно квантовой механике, момент импульса, а вместе с ним и магнитный момент составляют отличный от нуля угол  $\theta$  с направлением магнитного поля. Следовательно, появляется момент силы  $\mu H_0 \sin \theta$ , направленный перпендикулярно как  $H_0$ , так и  $J$ ; этот момент и вызывает прецессию.

$H_0$  может быть измерено обычным путем. Используя уравнение ([6].1), мы находим гиромагнитное отношение  $[\mu/J = g]$ . Если, кроме того, момент импульса  $J$  системы известен, можно оценить магнитный момент  $\mu$ . В настоящее время наш метод не позволяет найти само значение  $J$ .

Процесс, с помощью которого измеряется частота прецессии  $\nu$ , имеет довольно близкий аналог в классической механике. На описанную выше систему накладывается дополнительное магнитное поле  $H_1$ , значительно меньшее  $H_0$  и направленное перпендикулярно ему. Если начальные условия таковы, что  $H_1$  перпендикулярно как  $H_0$ , так и угловому моменту  $J$ , то прецессия, вызванная наложением поля  $H_1$ , приведет к увеличению или уменьшению угла между  $J$  и  $H_0$  (в зависимости от их относительного направления). Если  $H_1$  заставить вращаться с частотой  $\nu$ , эффект будет накапливаться и изменение угла может быть сделано большим. Очевидно, что, если частота  $f$  обращения  $H_1$  вокруг  $H_0$  заметно отличается от  $\nu$ , суммарный эффект будет малым... Чем меньше отношение  $H_1/H_0$ , тем острее проявляется этот эффект при расстройке частоты.

Любой метод, позволяющий обнаружить это изменение ориентации момента импульса относительно  $H_0$ , может быть пригоден для измерения частоты прецессии и соответственно магнитного момента.

Точное соблюдение изложенных выше начальных условий не столь важно; поле  $H_1$  может быть вначале направлено под углом  $\phi$  к плоскости, проходящей через  $J$  и  $H_0$ , но оно по-прежнему должно быть перпендикулярно  $H_0$ ...

На практике зачастую удобнее использовать осциллирующее, а не вращающееся поле  $H_1$ , хотя ситуация в этом случае не столь ясная, как при вращающемся поле, однако при достаточно малых осциллирующих полях  $^1$  следует ожидать сходных эффектов. Простой расчет показывает, что никакого изменения в величине проекции  $J$  на  $H_0$  не произойдет до тех пор, пока частота

<sup>1</sup> Известно, что переменное поле можно рассматривать как суперпозицию двух полей, вращающихся в противоположных направлениях. Отсюда ясно, что поведение системы в переменном поле в принципе мало отличается от ее поведения во вращающемся поле.— *Прим. ред.*

колебаний поля не приблизится к частоте прецессий». Поскольку описанный метод базируется на совпадении частот, он получил название *резонансного*.

«Установка, используемая в нашем эксперименте, схематически показана на рис. [6].1. Поток молекул из источника  $O$ , попадая в область глубокого вакуума, ограничивается коллиматорной щелью  $S$  и детектируется

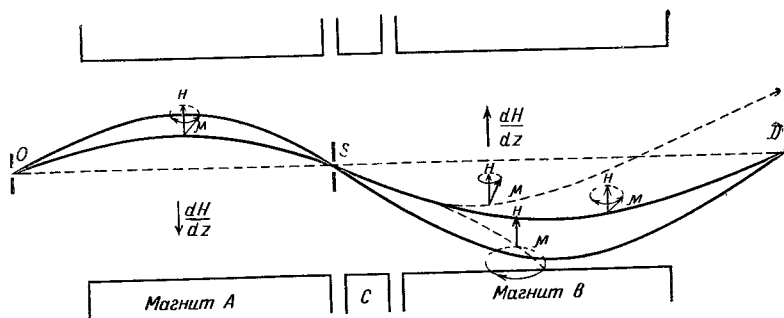


Рис 6.1. Принципиальная схема установки для измерения магнитных моментов ядер методом резонансных молекулярных пучков [Phys. Rev., 55 (1939), стр. 527, рис. 1].

любым подходящим для этой цели устройством  $D$ . Магниты  $A$  и  $B$  создают неоднородные магнитные поля, градиенты которых  $d|H|/dz$  указаны стрелками. При включении этих магнитов молекулы, имеющие магнитный момент, будут отклоняться в направлении градиента, если проекция момента  $\mu_z$  на направление поля положительна, и в противоположную сторону, если эта проекция отрицательна. Молекула, вылетающая из источника  $O$  в направлении  $OS$ , будет отклоняться неоднородным полем магнита  $A$  вдоль оси  $Z$ ; она пройдет коллиматорную щель, только когда ее отклонение будет достаточно малым или скорость весьма большой. Вообще говоря, для молекулы, имеющей произвольный магнитный момент  $\mu_z$  и произвольную энергию  $mv^2/2$ , можно подобрать такое направление начальной скорости при выходе из источника, что молекула пройдет коллиматорную щель. На рисунке такие траектории показаны сплошными линиями. Обозначим через  $d_A$  отклонение от прямой  $OSD$  в области детектора, которое испытывает молекула

под действием только поля магнита  $A$ . Это отклонение можно выразить так:

$$d_A = \frac{\mu_z}{2mv^2} \left( \frac{d|H|}{dz} \right)_A G_A.$$

[Здесь  $G_A$  — фактор, зависящий только от геометрии установки.] Отклонение в поле магнита  $B$  происходит в противоположном направлении, его можно представить формулой

$$d_B = \frac{\mu_z}{2mv^2} \left( \frac{d|H|}{dz} \right)_B G_B.$$

Множители  $(d|H|/dz)_A G_A$  и  $(d|H|/dz)_B G_B$  можно сделать равными путем подбора. Тогда, если молекула имеет одинаковый магнитный момент в обоих отклоняющих полях, она попадет в детектор благодаря воздействию магнита  $B$ .

Магнит  $C$  создает однородное поле  $H_0$ . Кроме того, имеется устройство (не показанное на рис. [6].1), создающее переменное поле, перпендикулярное  $H_0$ . Если описанная нами переориентация происходит в области наложения этих полей, то условия, при которых молекулы попадают на детектор  $D$  под действием магнитного поля  $B$ , уже не выполняются. Молекула пойдет по одному из путей, указанных пунктиром, в зависимости от того, стала ли абсолютная величина  $\mu_z$  больше или меньше или знак магнитного момента изменился. [Это показано символически с помощью небольших гироскопов на наборе траекторий.] Фактически, если произойдет какое-либо изменение ориентации, молекула уже не попадет на детектор, что приведет к уменьшению числа его отсчетов. Таким образом, мы имеем способ установить, происходит ли переориентация».

Приведенное выше описание этого явления на языке классической механики хотя и пригодно для качественной характеристики метода, однако недостаточно для количественных оценок. В классической механике подробный анализ этого явления приводит к следующему результату: вектор момента импульса совершает колебания вблизи своего первоначального направления, если частоты  $\nu$  и  $f$  не совпадают; при  $f = \nu$  теория предсказывает линейное изменение угла прецессии. На языке квантовой механики эта ситуация выглядит так, что

существует лишь дискретный набор значений  $J, J-1, J-2, \dots, -J+1, -J$ , которые может принимать проекция момента на направление постоянного внешнего поля; переменное поле вызывает переходы от одного из этих значений к другому. Важной характеристикой процесса служит зависимость вероятности таких переходов от времени. Здесь мы не будем приводить форму этой зависимости — она представляет собой сложный полином степени  $4J$  от синусов и косинусов угла  $\alpha$ , которые в свою очередь являются функцией времени  $t$  вида  $A \sin \Omega t$ , где  $A$  и  $\Omega$  — известные функции отношения  $q = f/v$  (точнее,  $v' = \mu (H_0^2 + H_1^2)^{1/2} / \hbar h$ ) и отношения  $H_1/H_0$ . Резонанс наступает, когда  $f = v'$ , в этом случае  $A \approx 1 - H_1^2/4H_0^2$  и  $\Omega = \pi v' H_1/2H_0$ .

«Порядок входящих сюда величин можно оценить из простого примера. Рассмотрим систему со спином  $1/2$  и моментом импульса, равным 1 ядерному магнетону (что примерно составляет  $0,5 \cdot 10^{-23}$  ед. СГСМ) в поле 1000 Гс; на систему наложено переменное поле с амплитудой 10 Гс. Предположим, что система движется со скоростью  $10^5$  см/с (т. е. по порядку величины примерно с тепловой скоростью), тогда  $t = l/v = 10^{-5}l$ . Резонансная частота равна <sup>1</sup>

$$\frac{\mu H}{\hbar J} = \frac{(0,5 \cdot 10^{-23}) \cdot 10^3}{(6,55 \cdot 10^{-27}) \frac{1}{2}} \sim 1,5 \cdot 10^6 \text{ Гц};$$

к счастью, она лежит в очень удобном для измерения диапазоне радиочастот. Чтобы значения  $\sin^2$  были максимальными при  $q = l$ , положим <sup>2</sup>

$$\pi 10^{-5}l \times 1,5 \cdot 10^6 \times 0,5 \cdot 10^{-2} = \frac{\pi}{2},$$

откуда  $l \approx 6,6$  см, и это также весьма подходящая длина для создания переменного поля».

Далее Раби и др. указывают, что для изучения ядерных моментов предпочтительно использовать атомы или молекулы с нулевым моментом импульса электрона, так как в противном случае ожидаемый ядерный эффект

<sup>1</sup> В следующем ниже уравнении исправлены некоторые опечатки, имевшие место в оригинале.

<sup>2</sup> Это условие точно совпадает с условием  $\Omega t = \pi/2$ .

будет перекрыт эффектом, обусловленным электронами. С другой стороны, в атомах и молекулах, обладающих указанным свойством, другие факторы влияют на ядерный момент значительно слабее, чем внешнее поле, так что, по существу, момент ядра можно рассматривать как свободный.

На рис. 6.2 представлена схема реальной установки. Она «содержит длинную трубку с латунными стенками, разделенную на три отдельные камеры, каждая из которых снабжена своей системой откачки для создания

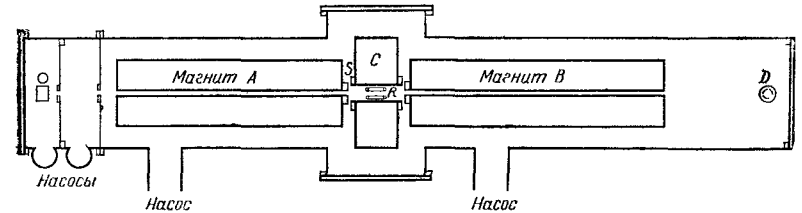


Рис. 6.2. Конструктивная схема реальной установки [*Phys. Rev.*, 55 (1939), стр. 529, рис. 2].

высокого вакуума. В камере источника на вольфрамовых штифтах установлена печь, которая при помощи винта может перемещаться (без нарушения вакуума) в направлении, перпендикулярном оси пучка... Промежуточная камера обеспечивает вакуумную изоляцию приемной камеры от газов, исходящих от нагретой печки; это достигается с помощью двух узких щелей на обоих концах камеры, которые также можно передвигать, не нарушая вакуума. Приемная камера содержит наиболее важные детали установки: два отклоняющих магнита А и В, магнит С, создающий постоянное поле, устройство, создающее радиочастотное переменное поле R, коллиматорную щель S и детектор D, представляющий собой тонкую раскаленную вольфрамовую нить <sup>1</sup>.

А и В — электромагниты, аналогичные использованным в предыдущих экспериментах. На рис. [6.3] показано

<sup>1</sup> Принцип действия детектора состоит в том, что на горячей поверхности вольфрама происходит ионизация молекул, попавших в детектор. Мерой их количества служит измеряемый ионный ток, проходящий между разогретой нитью и дополнительным отрицательно заряженным электродом. — *Прим. ред.*

сечение такого магнита. Зазор ограничен двумя цилиндрическими поверхностями... Ширина зазора в плоскости симметрии, определяемая осями двух цилиндрических поверхностей, составляет 1,0 мм... Ток в 300 А, проходящий по обмоткам, создает поле свыше 12 000 Гс и градиент в области зазора около 100 000 Гс/см.

Магнит *C* имеет обычную конструкцию. Его обмотка содержит 12 витков медного провода квадратного сече-

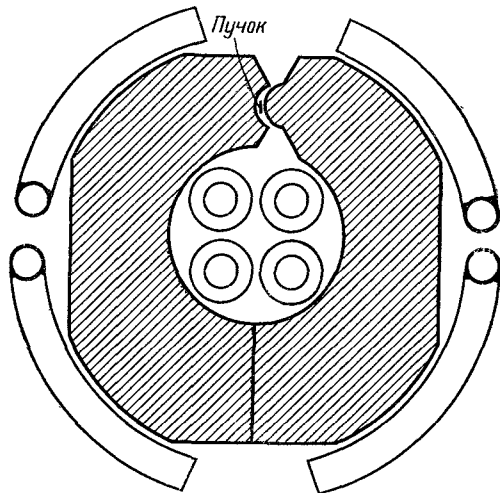


Рис. 6.3. Поперечное сечение одного из отклоняющих магнитов и его обмоток [*Phys. Rev.*, 53 (1938), стр. 386, рис. 2].

ния, со стороной  $\frac{3}{16}$  дюйма... Поверхности полюсов, разделенные зазорами в  $\frac{1}{4}$  дюйма, имеют длину 10 см... Ток, протекающий по возбуждающей обмотке, создает в зазоре поле 23 Гс/А.

Переменное поле *R* создается при помощи двух медных трубок толщиной  $\frac{1}{8}$  дюйма и длиной 10 см, по которым ток проходит в противоположных направлениях. Эти трубки сплющены, что позволяет ввести их в зазор между полюсами магнита *C*, причем так, что между трубками остается пространство около 1 мм, через которое проходит пучок. Плоскость, проходящая через центры этих трубок, горизонтальна; трубки устанавливаются так, чтобы эта плоскость совпадала с плоскостями симметрии магнитов *A* и *B*. Трубки поддержи-

ваются массивным медным тубингом, через который к установке подводятся снаружи электроводы и вода.

Ток, протекающий по трубкам, создает переменное магнитное поле  $H_1$  с амплитудой около 2 Гс/А. Это поле направлено примерно вертикально и поэтому почти перпендикулярно полю  $H_0$ , созданному магнитом *C*. Высоко-частотные токи в трубках возникают в результате индуктивной связи между включенным последовательно с трубками витком и катушкой индуктивности обычного колебательного контура. Частоты, использованные в наших экспериментах, лежат в диапазоне 0,6—8 МГц, а токи, создающие переменное поле, могут изменяться в пределах от 0 до 40 А».

Секрет успеха описанного метода заключался в исключительно тщательной юстировке всей установки. Ограниченный объем книги не позволяет нам описать все это в подробностях; приведем лишь небольшой отрывок из работы, который может дать представление о том, как все это происходило.

«При монтаже магнитов в установке следует принять меры для того, чтобы исключить области слабого и быстро меняющегося поля между магнитами. Такие области вызывают переходы между квантовыми состояниями и препятствуют последующей хорошей фокусировке пучка полем магнита *B*... Магниты располагаются настолько близко друг к другу, насколько это позволяют витки обмоток. Кроме того, на обоих концах магнита *C* и на концах магнитов *A* и *B*, обращенных к магниту *C*, устанавливаются железные стержни; это обеспечивает достаточно сильное поле на той части пути следования молекулярного пучка, где изменения в суммарном магнитном моменте молекул влияют на их положение в детекторе *D*...»

Предварительная юстировка магнитов, щелей и детектора вдоль одной прямой проводится оптическим методом во время монтажа установки. Если их расположение оказывается достаточно хорошим, через установку можно пропустить пучок и произвести более точную юстировку...

...Поскольку зазоры магнита нельзя наблюдать через телескопическую систему, предварительная оптическая юстировка осуществляется по специально расположенным дополнительным элементам. При этом устанавли-

ваются направления четырех полей — *A*, *B*, *C* и радиочастотного, и все зазоры оказываются расположенными достаточно точно, так чтобы через них проходил пучок.

В данной конструкции магнит *B* прочно закрепляется в вакуумной камере, и выравнивание вдоль одной линии производится относительно его. Путем соответствующего перемещения печи, коллиматорной щели и детектора пучок смещается в такое положение, в котором желательнее расположить плоскость граней магнита *A*. Затем

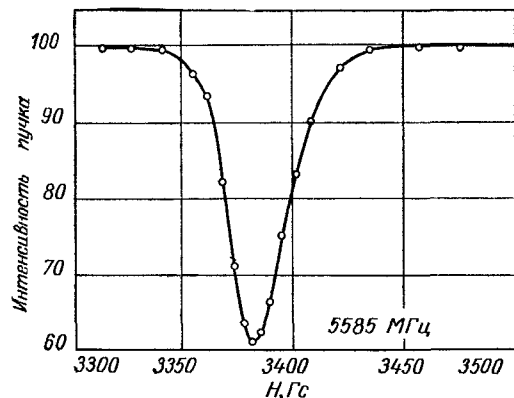


Рис. 6.4 Резонансная кривая для ядер  ${}^7\text{Li}$ , наблюдаемая в  $\text{LiCl}$  [*Phys. Rev.*, 55 (1939), стр. 532, рис. 4].

магнит *A* передвигается до тех пор, пока его грани, принятые за отсчетные, не пересекут пучок... Затем пучок перемещается в желаемое конечное положение.

При обсуждении принципов данного метода частота возмущения считалась переменной. Однако, «поскольку усилитель не полностью экранирован от колебательного контура и поскольку возникающее из-за этого постоянное смещение гальванометра, подключенного к выходу усилителя, зависит от частоты, измерялась интенсивность пучка как функция внешнего магнитного поля  $H_0$ , а частота поддерживалась постоянной». Пример получаемой таким образом кривой (в данном случае для  ${}^7\text{Li}$ ) показан на рис. 6.4.

«Ввиду того что значение магнитного момента любого ядра вычисляется по наблюдаемому магнитному полю и измеренной частоте, существенно знать эти величины

с большой степенью точности. Частота осциллирующего магнитного поля определяется с точностью не хуже  $0,03\%$  при помощи гетеродинного частотомера...

Калибровка однородного поля магнита *C* по значениям тока в возбуждающей катушке производится обычным путем по измерению отброса баллистического гальванометра<sup>1</sup>, возникающего при выведении пробной катушки из магнитного поля. Гальванометр калибровался при помощи катушки взаимной индукции 50 мГ с точностью до  $0,5\%$ . Было изготовлено несколько пробных катушек с тщательным измерением параметрами обмотки из латуни. Ошибки в определении значения магнитного поля, обусловленные погрешностями в измерении площади сечения пробных катушек, по-видимому, не превышали  $0,2\%$ ...

Важно, чтобы магнитное поле при данном значении тока всегда возвращалось к одному и тому же значению. Было обнаружено, что если для размагничивания магнита, создающего однородное поле, и для последующего создания нужного магнитного поля воспроизводилась определенная процедура, то указанное выше условие выполнялось с точностью лучше  $0,1\%$ .

Значительные колебания наблюдались в величине взаимной индукции... Абсолютное значение магнитного поля определялось с относительной погрешностью около  $0,5\%$ ...

Первыми описанным методом были изучены ядра  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}$  и  ${}^{19}\text{F}$  в молекулах  $\text{LiCl}$ ,  $\text{LiF}$ ,  $\text{NaF}$  и  $\text{Li}_2$ . Для каждого ядра значения отношения  $f/H$ , соответствующие резонансным минимумам, в широком диапазоне изменения частоты остаются постоянными с очень высокой степенью точности. Это показывает, что мы имеем дело с изменением ориентации ядер, а не с каким-либо молекулярным переходом...

Ядерный  $g$ -фактор определяется из наблюдаемых значений  $f/H$  с помощью формулы

$$g = \frac{4\pi}{e} \frac{f}{H} = 1,3122 \cdot 10^{-3} \frac{f}{H},$$

которая следует непосредственно из уравнения [6.1], если магнитный момент  $\mu$  измеряется в единицах ядер-

<sup>1</sup> См. примечание на стр. 73, гл. 4.

ного магнетона  $eh/4\pi Mc$ , а  $f = v...$  Значения  $g$ -фактора, спинов и магнитных моментов ядер представлены в таблице [6.1].

Таблица 6.1

Ядерные  $g$ -факторы и магнитные моменты, определенные в первом эксперименте с резонансным молекулярным пучком [Phys, Rev., 55, стр. 534, табл. II (1939)]

Ядро	$g$ -Фактор	Спин	Магнитный момент
${}^6\text{Li}$	0,820	1	0,820
${}^7\text{Li}$	2,167	$3/2$	3,250
${}^{19}\text{F}$	5,243	$1/2$	2,622

Раби и его сотрудники действительно достигли своей цели — они создали метод определения магнитных моментов ядер с большой точностью. Вскоре модификация этого метода была использована для установления магнитного момента нейтрона. Лишь после этого точность измерений оказалась достаточной, чтобы обнаружить несовпадение магнитного момента дейтрона с суммой магнитных моментов протона и нейтрона (это различие обусловлено динамическими эффектами).

Резонансный метод молекулярных пучков был впоследствии дополнен другими, более точными методами. Однако он по-прежнему сохраняет свое значение, и в более новых методах идея резонанса продолжает играть главную роль.

## ТОНКАЯ СТРУКТУРА СПЕКТРА ВОДОРОДА

Общепринятое изложение развития теории атома водорода может создать неверное представление о действительном ходе событий. Огромным успехом теории Бора явилось подтверждение ею формулы Бальмера; однако всего лишь год спустя после работы Бальмера, т. е. за 25 лет до открытия Бора, было установлено, что спектр водорода гораздо сложнее, чем это следует из формулы Бальмера. А. А. Майкельсон и Е. В. Морли обнаружили, что первая линия серии водорода  $H_\alpha$  является дублетом с расщеплением, равным  $0,36 \text{ см}^{-1}$  в шкале волновых чисел.

Вполне естественно, что теория Бора не дала удовлетворительного объяснения этому явлению; скорее нужно удивляться тому, что она оказалась способной сделать так много и так хорошо. Модификации и усовершенствования этой теории не заставили себя долго ждать. В частности, Арнольд Зоммерфельд в 1916 г. учел влияние релятивистских эффектов на движение электрона и установил, что при  $n = 2$  (это конечное состояние при переходе, ответственном за линию  $H_\alpha$ ) в действительности имеется два возможных состояния с разностью энергии

$$\Delta E_2 = \frac{1}{16} \alpha^2 hcR [1 + O(\alpha^2)], \quad (7.1)$$

где  $h = 2\pi\hbar$  — постоянная Планка,  $c$  — скорость света,  $R = 109\,737,3 \text{ см}^{-1}$  — постоянная Ридберга,  $\alpha = e^2/\hbar c = 1/137$  — безразмерное число, называемое *постоянной тонкой структуры* ( $e$  — заряд электрона); символом  $O(\alpha^2)$  обозначаются величины, имеющие порядок  $\alpha^2$  или меньше. Должно было, по-видимому, существовать также трехкратное расщепление уровня с  $n = 3$ , но оно слишком мало, чтобы его можно было обнаружить. Поскольку уравнение (7.1) давало правильное значение

для расщепления линий в дублете, в течение какого-то времени ситуация выглядела вполне удовлетворительно.

Как ни странно, но создание новой квантовой теории вначале только усложнило ситуацию. Правда, формула Бора для основной структуры уровней сохранила свое значение, но попытки учесть релятивистские эффекты приводили к величине  $\Delta E_2$ , которая оказалась больше в  $8/3$  раза. Положение несколько улучшилось после того, как было введено понятие спина электрона и связанного с ним магнитного момента. Вычисления с их учетом дали теперь результаты, представленные на рис. 7.1. Оказалось, что главному квантовому числу соответствуют три состояния, но лишь два значения собственной энергии, поскольку, как было обнаружено, энергия зависит от полного момента импульса  $J$ , а не от орбитального момента импульса  $L$ <sup>1</sup>. Аналогично, для  $n = 3$  имелось пять состояний лишь с тремя значениями энергии. Кроме того, общая формула для  $E_{n, j}$  не только правильно описывала расщепление для  $n = 3$ , но и совпадала с формулой (7.1) для  $\Delta E_2$ .

Однако расчет для случая  $L = 0$  приводил к неоднозначным результатам. Если вычисление с учетом спиновых эффектов осуществлялось так, что сначала полагали  $S = 1/2$  и  $J = L + 1/2$ , то трудностей не возникало; если же непосредственно подставляли значения  $J = 1/2$ ,  $L = 0$  и  $S = 1/2$ , то возникала неопределенность вида  $0/0$ . Эту трудность удалось устранить, когда в 1928 г. П. А. М. Дирак создал релятивистскую теорию электрона, из которой автоматически следовало существование спина и магнитного момента и получалось выражение для  $E_{n, j}$ . В низшем порядке по  $\alpha$  оно однозначно приводило к уже известным соотношениям, в частности к уравнению (7.1). Однако в теории Дирака оставались неясности, и потому было очень важно экспериментально проверить все гипотезы, касающиеся спектра водорода.

Представлялось очевидным попытаться непосредственно наблюдать тонкую структуру линии  $H_\alpha$  методом

<sup>1</sup> Все значения  $L$  обычно обозначаются прописными буквами, причем  $S$  соответствует  $L = 0$ ,  $P$ :  $L = 1$ ,  $D$ :  $L = 2$  и т. д. Те же буквы в качестве нижних индексов указывают значение момента импульса отдельного электрона, что для водорода совпадает со значением момента импульса атома; именно такое обозначение и использовано в данной работе.

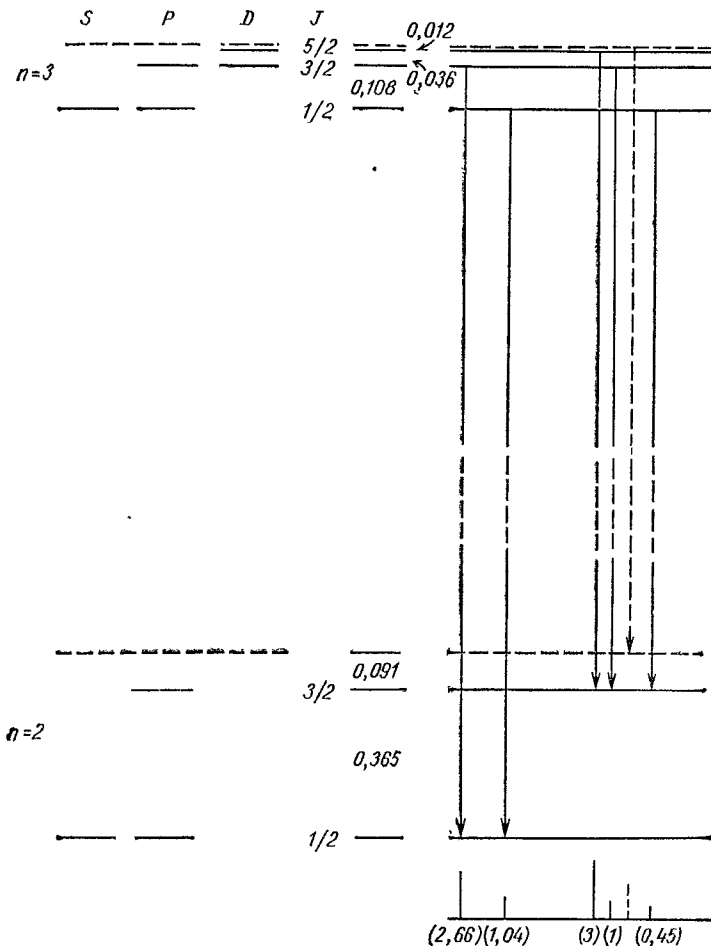


Рис. 7.1. Структура уровней энергии водорода с  $n = 2$  и  $n = 3$ .

Структура внутри каждой из двух групп уровней приведена в одном и том же масштабе; расстояние между группами почти в 100 000 раз превосходит полную ширину верхней группы (для этого расстояния масштаб на рисунке не соблюден). Числами обозначены интервалы (в  $\text{см}^{-1}$ ) между уровнями ( $1 \text{ см}^{-1}$  эквивалентен энергии  $1,234 \cdot 10^{-4}$  эВ). Пунктирные линии соответствуют уровням энергии, вычисленным по формуле Бора; сплошные линии представляют значения, полученные с учетом спина и релятивистских эффектов. В левой части рисунка уровни с различными значениями  $L$  разделены. В правой части рисунка, где они совмещены, показаны оптические переходы (вертикальные черточки вниз на шкале волновых чисел соответствуют относительным амплитудам) в идеальном случае. Компоненты (3) и (1) из группы наиболее интенсивных линий не разрешаются оптически и составляют «основную линию» дублета, компоненты (2,66) и (1,04) едва различимы и составляют вместе вторую часть дублета. Ширина интервала волновых чисел равна  $0,473 \text{ см}^{-1}$  при среднем значении волнового числа  $15,233 \text{ см}^{-1}$ .



оптической спектроскопии. Разрешающая способность этого метода ограничивалась тем, что большинство оптических источников работают при достаточно высоких эффективных температурах, при которых становится существенным тепловое движение атомов, и возникающий в результате этого эффект Доплера приводит к уширению линий, сравнимому с ожидаемым расщеплением. Поэтому разные исследователи приходили подчас к противоречивым результатам. Расхождения с теорией, наблюдаемые одними экспериментаторами, вполне можно было объяснить с помощью гипотезы Саймона Пастернака, согласно которой уровень  $^1 2^2S_{1/2}$  лежит выше уровня  $2^2P_{1/2}$  на  $0,033 \text{ см}^{-1}$ ; другие исследователи не обнаруживали никаких расхождений. Поскольку, однако, гипотеза Пастернака была чисто эмпирической, вопрос по-прежнему оставался открытым.

Окончательное решение было найдено с помощью метода, предложенного в 1928 г. У. Гроттрианом<sup>2</sup>. Он обратил внимание на то, что правила отбора<sup>3</sup> для атомных переходов не накладывают ограничений на число  $n$ , так что должны быть возможны переходы внутри группы линий с  $n = 2$ . Соответствующие частоты должны были бы быть порядка  $10 \text{ ГГц}$  ( $1 \text{ ГГц} = 10^9 \text{ Гц}$ ), а длины волн порядка  $3 \text{ см}$ . В начале 30-х годов была даже предпринята попытка обнаружить указанные переходы, однако радиотехника в этой области частот была еще недостаточно развита. Значительный прогресс в микроволновой технике, достигнутый в период второй мировой войны, позволил Уильяму Лэмбу и Роберту Ризерфорду из Колумбийского университета вскоре после ее окончания

<sup>1</sup> Данное обозначение является стандартным в спектроскопии: первое число соответствует значению  $n$ , верхний индекс — значению  $2S + 1$ , где  $S$  — полный спин, буква соответствует значению  $L$  (в соответствии со схемой, изложенной в предыдущем примечании), нижний индекс соответствует величине полного момента импульса  $J$ .

<sup>2</sup> Именно Гроттриан ввел в употребление графическое изображение энергетических уровней, представленное на рис 71.

<sup>3</sup> Если действие на атом электромагнитного излучения рассматривать в рамках квантовой механики, оказывается, что испускание или поглощение излучения происходит с существенной вероятностью не при произвольных изменениях атомного состояния, но лишь при вполне определенных (соответствующие ограничения выражаются в терминах изменений квантовых чисел, описывающих состояние атома). Такие переходы называются разрешенными, а соответствующие изменения квантовых чисел — правилами отбора.

разработать и провести эксперимент по прямому обнаружению этих переходов. Основным результатом, кратко изложенный в журнале *The Physical Review* в 1947 г. и позднее детально описанный в серии статей, помещенных в этом же журнале, состоял в следующем: «в противоречии с (существовавшей тогда. — Дж. Т.) теорией, но в согласии с гипотезой Пастернака, состояние  $2^2S_{1/2}$  лежит выше чем  $2^2P_{1/2}$  на величину около  $1000 \text{ МГц}$  ( $0,033 \text{ см}^{-1}$ ), что составляет примерно 9% от релятивистского спинового расщепления дублета». Этот эксперимент, который мы и рассмотрим в настоящей главе, в значительной степени стимулировал в последующие два года развитие релятивистской квантовой теории взаимодействия электрона с электромагнитным полем. Эта работа, как и последующие исследования Лэмба с сотрудниками, была отмечена присуждением Лэмбу Нобелевской премии по физике за 1955 г.

Эксперимент был далеко не прост. В ряде статей, особенно первой, содержался подробный (несмотря на возражения со стороны тогдашнего редактора *The Physical Review*) ход рассуждений и описывались все тонкости планирования этого эксперимента. Такой стиль не характерен для современной научной литературы, но он позволяет проследить истинный ход научного мышления. Лэмб и Ризерфорд «прежде всего задались вопросом, позволяет ли современная микроволновая техника успешно и точно определить тонкую структуру спектра водорода по поглощению соответствующего излучения, возникающего при газовом разряде... Предварительные прикидки скорее отпугивали». Оценки сечения поглощения и возможного числа возбужденных атомов указывали на то, что величина поглощения, обусловленная атомными переходами, должна быть совершенно ничтожной на фоне основного вклада, вносимого свободными электронами, возникающими при разряде. И тогда у Лэмба и Ризерфорда возникла мысль о возможности иного подхода.

«В радиочастотной спектроскопии существует два основных метода. В одном случае вещество поглощает или как-то иначе взаимодействует с проходящим через него излучением. В другом — излучение вызывает наблюдаемые изменения в веществе. Первый метод применяется в обычной микроволновой спектроскопии, когда

излучение проходит длинный путь в поглощающем газе. Второй же метод представляет собой резонансный метод молекулярных пучков в радиочастотной области (см. гл. 6). Поскольку первый метод не обещал успехов при изучении тонкой структуры спектра водорода, мы занялись рассмотрением возможностей, которые предоставляет второй метод».

Ключ к решению проблемы следовало искать в заметном различии в свойствах исследуемых состояний. «В случае атомарного водорода состояния  $2P$  переходят в основное состояние  $1S$ , и этот переход сопровождается испусканием фотона с длиной волны  $1216 \text{ \AA}$  в течение  $1,595 \cdot 10^{-9} \text{ с}$ ; за это время атом мог бы пройти расстояние около  $1,3 \cdot 10^{-3} \text{ см}$ , если принять его скорость равной  $8 \cdot 10^5 \text{ см/с}$ . С другой стороны, не исключено, что состояние  $2^2S_{1/2}$  окажется достаточно метастабильным, так что можно будет использовать молекулярный пучок частиц в таком состоянии». Метастабильность действительно должна иметь место, поскольку переход из этого состояния в основное не мог происходить обычным образом с излучением фотона, так как некуда было взять единичный момент импульса, который должен был унести фотон. «Если бы удалось с помощью радиочастотного поля или другим способом индуцировать переход из этого состояния в  $2P$ -состояние, то последующий переход в состояние  $1^2S_{1/2}$  произошел бы настолько быстро, что число возбужденных атомов в пучке сильно сократилось бы. Если бы удалось к тому же найти детектор, который избирательно регистрирует возбужденные атомы водорода, мы получили бы возможность измерить разность энергий между метастабильным состоянием  $2^2S_{1/2}$  и различными  $2P$ -состояниями...

Для осуществления этой программы необходимо было решить две проблемы: 1) создать пучок атомов в  $2^2S_{1/2}$ -состоянии и 2) обнаружить такие атомы. Очевидно, успех всего мероприятия зависел от знания свойств метастабильных атомов водорода». В то время эти знания были недостаточны.

По существу, первый вопрос заключался в том, в какой степени вообще проявляется метастабильность в реальных условиях. В полностью изолированном атоме ее существование было вне сомнений. Наиболее вероятный путь распада такого состояния состоял в испуска-

нии двух фотонов; согласно оценкам, время жизни такого состояния составляет порядка  $0,1 \text{ с}$ , что было более чем достаточно для решения поставленной задачи. Однако если  $S$ - и  $P$ -состояния в действительности вырождены, то наличие электрического поля приведет к тому, что реальные состояния не будут ни чистыми  $S$ -, ни чистыми  $P$ -состояниями, а некоторой их смесью<sup>1</sup>, и время их жизни будет соответственно значительно более коротким, чем  $S$ -состояния.

«При эффективном электрическом поле порядка  $10 \text{ В/см}$  время жизни  $2^2S_{1/2}$ -состояния будет почти в пять раз больше времени  $\tau_p$  ( $\tau_p = 1,6 \text{ нс}$  — время жизни  $2^2P_{1/2}$ -состояния). В широком интервале значений поля время жизни изменяется обратно пропорционально квадрату напряженности поля...

Из сказанного ясно, что  $2^2S_{1/2}$ -состояние будет достаточно долгоживущим, если только соответственно уменьшить возмущающие поля. Для пучка длиной  $6 \text{ см}$ , распространяющегося со скоростью  $8 \cdot 10^5 \text{ см/с}$ , необходимо было обеспечить время жизни порядка  $0,75 \cdot 10^{-5} \text{ с}$ , чтобы могло «выжить» 37% атомов. Согласно расчетам, это потребовало бы наличия возмущающего поля величиной порядка  $1/3 \text{ В/см}$  или меньше. Однако при помощи таких полей весьма непросто было бы удерживать электроны и ионы, образующиеся в процессе возбуждения атомов, вдали от детектора...

Теперь нам известно, что состояния  $2^2S_{1/2}$  и  $2^2P_{1/2}$  являются невырожденными. Это значительно снижает влияние эффекта Штарка на стабильность состояния  $2^2S_{1/2}$ , уменьшая вероятность соответствующих переходов. В то время, однако, мы не рассматривали всерьез возможность того, что вырождение может быть в значительной степени снято естественным путем, и намеревались увеличить стабильность  $2^2S_{1/2}$ -состояния при помощи магнитного поля, обеспечив большое расщепление состояний, обусловленное эффектом Зеемана»<sup>2</sup>. Поскольку

<sup>1</sup> Смешивание состояний под влиянием внешнего электрического поля называется *эффектом Штарка*.

<sup>2</sup> Эффект Зеемана возникает в результате взаимодействия магнитного момента с внешним магнитным полем; энергия такого взаимодействия равна  $\mu_z B$ , если ось  $z$  направлена вдоль поля  $B$ . Составляющая  $\mu_z$  может быть записана в виде  $g_I M_I$ , где  $M_I$  — проекция вектора  $J$  на  $B$ ; коэффициент  $g_I$  зависит от  $J$  и  $L$  (и от  $S$ , которое обычно равно  $1/2$  для одноэлектронных состояний).

расщепление имеет различное значение для S- и для P-состояний, таким путем искусственно снимается вырождение. «Наличие магнитного поля, перпендикулярного атомному пучку, также способствовало бы удалению заряженных частиц от детектора», и, следовательно, отпадала бы необходимость в электрическом поле, которое в данном случае нежелательно.

Следующая проблема состояла в создании пучка атомов, находящихся в метастабильном состоянии. «Рассматривалось много различных способов. Простейшим источником могла бы служить водородная разрядная трубка с небольшим отверстием для выхода пучка в вакуум. В процессе разряда мы получили бы смесь молекулярного и атомарного водорода, электронов и ионов, а также небольшую долю возбужденных атомов и интенсивное излучение, содержащее линии Лаймана и Бальмера... Вопрос состоял в том, удастся ли пропустить заметное число атомов в  $2^2S_{1/2}$ -состоянии через отверстие... Некоторые атомы после выхода их из области разряда можно было бы возбудить оптически, обеспечив тем самым их дальнейший переход в  $2^2S_{1/2}$ -состояние. Однако численная оценка получаемого таким путем выхода давала обескураживающие результаты. Кроме того, на детектор попадало бы чрезвычайно интенсивное фоновое ультрафиолетовое излучение. Это могло привести к нежелательным результатам, так как многие детекторы, чувствительные к излучению метастабильных атомов, также и фоточувствительны.

Второй из рассмотренных нами методов сводился к бомбардировке молекулярного водорода электронами в свободной от поля области... Быстрые метастабильные атомы водорода должны были создаваться при энергиях падающих электронов свыше 25 эВ.

Одна из трудностей, связанных с этим методом, состояла в том, что атомные фрагменты  $H + H^*$  разлетаются в совершенно случайных направлениях относительно электронного пучка, так что детектор может эффективно уловить лишь малую их часть. Фоновый эффект, вызванный ультрафиолетовым излучением, возникающим в молекулярном водороде начиная с энергий 11,5 эВ, также обещал значительные осложнения...

Принятый нами окончательно третий метод состоял в том, что сначала создавался пучок атомов водорода

в основном состоянии и затем он бомбардировался электронами, энергия которых должна была слегка превышать пороговое значение 10,2 эВ, необходимое для возбуждения и перехода атомов в состояние  $2^2S_{1/2}$ ...

Для получения пучка атомов водорода было придумано несколько способов: а) трубка Вуда; б) микроволновой разряд; в) тепловая диссоциация в вольфрамовом тигле. Ввиду отсутствия каких-либо противопоказаний» был выбран последний. По оценкам, при давлении в печи  $10^{-3}$  атм и температуре 2500 К диссоциировало около 65% молекул и наиболее вероятная скорость атомов в исходном пучке составляла  $8 \cdot 10^5$  см/с.

Возбуждение атомов при бомбардировке электронами не гарантировало такого успеха. «Сечения различных процессов при электронном возбуждении атомов водорода были вычислены Бете в борновском приближении без учета электронного обмена. Хотя это приближение нельзя считать удовлетворительным при энергиях вблизи порога, мы не располагали другими возможностями для численных оценок». Максимальное сечение возбуждения  $2^2S$ -состояния составляло, по этим оценкам,  $2,2 \cdot 10^{-17}$  см<sup>2</sup> и имело место при энергии 14,8 эВ, однако сечение реакции составляло не менее половины максимального значения вплоть до энергий 11 эВ.

«Помимо неточностей, присущих борновскому приближению, учет электронного обмена мог также серьезно исказить результаты, так что можно было надеяться получить значительно более высокое сечение реакции с максимумом ближе к порогу... Ввиду отсутствия более достоверных расчетов мы использовали нижнюю оценку  $\sigma = 10^{-17}$  см<sup>2</sup>, полагая, что она недалеко от истины».

Процесс бомбардировки тоже вызывал затруднения.

«Нужно было выбрать между тремя возможностями: бомбардировать пучок, направляя электроны перпендикулярно к нему, вдоль него или навстречу ему. В последующих двух случаях не нарушалось бы направление полета атомов пучка, если бы бомбардировка происходила при напряжениях, лишь немного превышающих пороговое. Такой выбор казался бы вполне естественным для любых других атомов, но не для метастабильного атомарного водорода. В последнем случае следо-

вало бы направить магнитное поле параллельно пучку<sup>1</sup>. Если бы электроны двигались навстречу пучку атомов, метастабильным атомам пришлось бы пройти область электрического поля (созданную источниками электронов. — Дж. Т.), в которой произошло бы перемешивание состояний. Если бы электроны посылались вдоль пучка, было бы нелегко защитить детектор от их попадания...

Выбор первой из названных выше возможностей с необходимостью приводит к отдаче в поперечном направлении и, что еще хуже, к неопределенной ее величине, так что вначале хорошо сфокусированный пучок расплывается в результате бомбардировки. Это означает, что использование щелей шириной порядка 0,001 дюйма, как при работе с обычными атомными пучками, исключается». Однако другие возможности оказались практически невыполнимыми, и нам пришлось примириться с этими неприятными последствиями.

Другая проблема заключалась в выборе способа детектирования, и вновь «были рассмотрены различные методы». Одна из возможностей сводилась к тому, чтобы детектировать излучение, испускаемое при высвечивании состояния  $2^2P_{1/2}$  ( $\alpha$ -линия Лаймана с длиной волны 1216 Å). Эта возможность не была использована, хотя позднее ее реализовали в аналогичных опытах с ионизированным гелием. Другие возможности основывались на том, что метастабильный атом, ударившись о поверхность металла, либо выбьет электрон, либо сам отразится от этой поверхности уже ионизованным. Как известно, каждый из этих процессов имеет место для некоторых метастабильных атомов. Необходимое условие первого процесса состоит в том, чтобы потенциал возбуждения метастабильного состояния (10,2 В — для  $2^2S_{1/2}$ ) был больше работы выхода электрона из металла. Для второго процесса, напротив, необходимо, чтобы работа выхода превышала потенциал ионизации (3,4 В). Оба условия, по-видимому, выполнялись для большинства поверхностей, которые могли быть использованы в условиях эксперимента. «Согласно грубым расчетам,

<sup>1</sup> Электроны с низкой энергией, перемещающиеся под углом к магнитному полю, совершают движения в ограниченных пределах по спиральным траекториям вдоль силовых линий магнитного поля.

метастабильные атомы водорода, обладающие тепловой энергией и движущиеся по направлению к поверхности металла, должны в среднем вызывать эмиссию электронов при подходе к поверхности на 2 Å. Поскольку половина эмиттированных электронов, по-видимому, вернется в металл, можно ожидать, что эффективность процесса составит около 50%.

...Мы обнаружили, что электронная эмиссия действительно происходит, однако, не с такой высокой эффективностью, как предполагалось. Наблюдать эмиссию положительных ионов также не удалось». Все это, однако, обнаружилось впоследствии. Заранее не было известно почти ничего о том, как работают эти методы применительно к метастабильному водороду.

Тем не менее было необходимо «грубо оценить выход метастабильных атомов и результирующие электронные токи, которые можно было ожидать в типичных условиях эксперимента». Сигнал  $S$ , воспринимаемый детектором, зависит от нескольких факторов: потока атомов из тигля в телесном угле, в пределах которого они попадают на детектор; доли возбужденных атомов, переходящих в состояние  $2^2S_{1/2}$ ; доли  $\delta$  метастабильных атомов, испытавших отдачу в направлении, не исключающей возможности их попадания на детектор; доли  $\mu$  атомов, которые сохраняют метастабильное состояние, пройдя через любые существующие в установке электрические поля; наконец, эффективности  $\eta$  эмиссии электронов с поверхности детектора при попадании на него метастабильных атомов водорода. Сигнал на выходе детектора в отсутствие радиочастотного поля можно записать так:

$$S = \frac{n_0 a X A I \sigma \mu \delta \eta}{4\pi R^2 h} \text{ электронов/с.}$$

Кроме использованных ранее обозначений, в это выражение входят  $n_0$  — число атомов или молекул в единице объема вольфрамового тигля;  $a$  — площадь отверстия в стенке тигля,  $X$  — степень диссоциации,  $A$  — площадь детектора,  $I$  — ток электронов, бомбардирующих атомы (электроны/с),  $\sigma$  — сечение возбуждения атомов из основного состояния в метастабильное,  $R$  — расстояние между детектором и щелью в тигле,  $h$  — размер области, занимаемой электронным пучком.

«К сожалению, многие факторы, существенные для оценки выхода, не были известны, и требовалась определенная доля оптимизма для того, чтобы надеяться на возможность относительно благоприятных значений этих величин, которые могли бы обеспечить практически регистрируемый сигнал на детекторе». В частности, «значение  $\sigma$  оценивалось на основе весьма неадекватной теории. Значение  $\mu = 1/2$  для фактора выживания в метастабильном состоянии было бы правильным в отсутствие электрических полей... Оценка эффективности детектора  $\eta = 0,5$  выглядела чрезвычайно оптимистической...»

При выполнении названных предположений сигнал равен

$$S = 3,26 \cdot 10^7 \text{ электронов/с} = 5,2 \cdot 10^{-12} \text{ А.}$$

Этот ток в  $5 \cdot 10^4$  раз превосходит минимальный ток ( $10^{-16}$  А), который может быть зарегистрирован с помощью электрометра FP54 и чувствительного гальванометра<sup>1</sup>. Следовательно, если даже две или более из оценок окажутся чересчур завышенными, сигнал все-таки будет достаточно велик, чтобы его можно было обнаружить и даже использовать для точных радиочастотных спектроскопических измерений». Как оказалось впоследствии, оценки были действительно завышенными, но, к счастью, не на несколько порядков величины.

Следующий вопрос состоял в выборе необходимой мощности радиочастотного (РЧ-) поля. «Метастабильные атомы должны подвергаться действию радиоволн в некоторой области между источником и детектором. Если частота этих волн такова, что  $\hbar\omega$  равно или близко к разности энергий между зеемановскими компонентами уровня  $2^2S_{1/2}$  и одного из уровней  $2P$ , то радиоизлучение может индуцировать переход на метастабильный уровень, что приведет к уменьшению сигнала на детекторе. Степень уменьшения зависит от интенсивности и частоты излучения, от скоростей атомов и размеров области, в которой действует радиочастотное поле». Далее исследователи проделали следующий расчет: «если время перехода из состояния  $2^2S_{1/2}$  в одно из  $2P$ -состоя-

ний под действием радиочастотного поля равно  $\tau_s$ , то долю атомов, переставших быть метастабильными под влиянием этого поля, можно записать так:

$$\Phi = 1 - \exp\left(-\frac{l}{v\tau_s}\right),$$

где  $l$  — длина области, в которой действует радиочастотное поле,  $v$  — скорость атомов. При  $l = 1$  см и  $v = 8 \cdot 10^5$  см/с лучок теряет 63% метастабильных атомов при

$$\tau_s = \frac{l}{v} = 1,25 \cdot 10^{-6} \text{ с.}$$

Время перехода  $\tau_s$  можно вычислить при помощи квантовой теории излучения: например, для перехода из  $2^2S_{1/2}$  ( $m = 1/2$ ) в  $2^2P_{1/2}$  ( $m = -1/2$ ) при излучении, поляризованном перпендикулярно магнитному полю, на резонансной частоте получим

$$\frac{1}{\tau_s} = \frac{8\pi e^2 S_0}{c\hbar^2 \gamma} 3a_0^2,$$

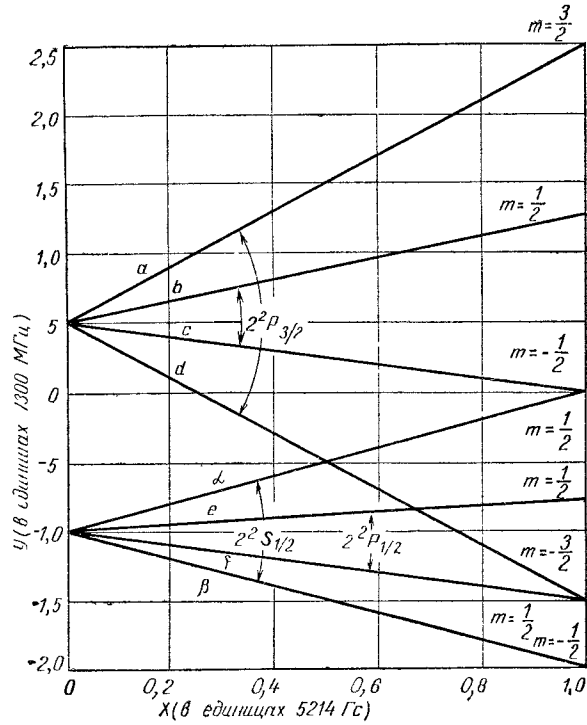
где  $S_0$  — интенсивность падающего излучения,  $\gamma = 1/\tau_p$  — скорость высвечивания  $P$ -состояний,  $a_0 = 0,53 \text{ \AA}$  — боровский радиус. Чтобы придать  $\tau_s$  требуемое значение, необходима «плотность потока энергии излучения при резонансе  $S_0 = 3,4 \text{ мВт/см}^2$ . Поскольку получить такую мощность нетрудно при любой частоте вплоть до 30 ГГц, не предвиделось особых осложнений с точки зрения требований к мощности РЧ-поля».

Напомним, что целью эксперимента было определение резонансных частот. «Самый очевидный способ состоял бы в измерении интенсивности пучка как функции частоты РЧ-поля при неизменной мощности последнего. К сожалению, выполнить это требование почти невозможно». Выходная мощность генератора и характеристики линии передачи меняются в зависимости от частоты; даже устройства, которые можно было бы использовать для определения РЧ-мощности, фактически передаваемой в область взаимодействия РЧ-поля с пучком, чувствительны к частоте.

Поскольку наличие магнитного поля представлялось необходимым в любом случае, мы решили преодолеть все эти трудности с его помощью, так чтобы частота и мощность генератора поддерживались постоянными, а

<sup>1</sup> Прибор FP54 представляет собой специально сконструированную усилительную лампу с очень большим входным сопротивлением, которая способна заметно реагировать даже на очень малые токи.

резонанс достигался путем сдвига энергетических уровней в результате изменения магнитного поля. Изменение резонансной частоты в таком случае вызывается изменением зеемановского расщепления; при этом требуется



на рис. 7.2. Соответствующие частоты перехода с учетом правила отбора  $\Delta m = \pm 1$ ,  $\Delta J = \pm 1, 0$  указаны на

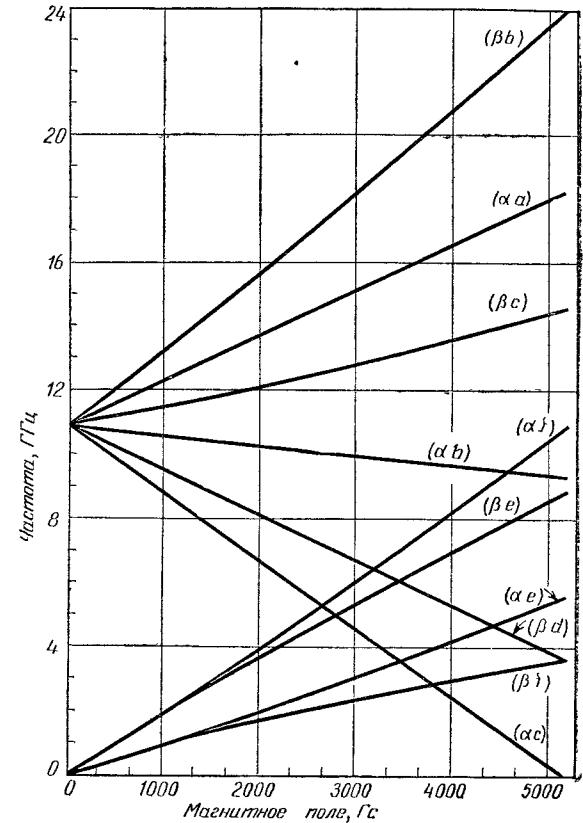


Рис. 7.2. Зеемановское расщепление уровней с  $n = 2$  в водороде. По вертикальной оси отложена энергия в единицах  $1/3 (E_+ - E_-)$  (соответствующая этой единице энергии частота равна 7300 МГц).  $E_+$  и  $E_-$  — энергии верхнего ( $2^2P_{3/2}$ ) и нижнего ( $2^2P_{1/2}$ ,  $2^2S_{1/2}$ ) состояний в отсутствие внешнего магнитного поля. За нуль отсчета выбран «центр тяжести» этих состояний  $1/3 (2E_+ + E_-)$ . По горизонтальной оси отложено значение магнитного поля в единицах  $2 (E_+ - E_-)/3\mu_0 = 5214$  Гс, где  $\mu_0 = e\hbar/mc$  — магнетон Бора [Phys. Rev., 79 (1950), стр. 559, рис. 12]

Рис. 7.3. Зависимость от магнитного поля резонансных частот, ожидаемых на основании теории Дирака для переходов между состояниями водорода с  $n = 2$ .

Пары букв обозначают переходы между соответствующими состояниями, обозначенными так же, как на рис. 7.2 [Phys. Rev., 79 (1950), стр. 560, рис. 13]

точно измерять поле (это стандартная операция) и знать закон изменения расщепления уровней. Здесь нет необходимости подробно излагать теорию эффекта Зеемана. Для атома водорода можно произвести все вычисления; в результате получается картина уровней, изображенная

рис. 7.3, причем соотношения, связывающие частоты с величиной поля, просты и их нетрудно получить.

Ситуация осложняется двумя дополнительными эффектами. Один из них состоит в том, что из-за сдвига  $2^2S_{1/2}$ -уровня, который, как было обнаружено, действительно существует, уровни  $\alpha$  и  $\beta$  на рис. 7.2 должны быть

сдвинуты вверх на величину, равную 0,137 (в единицах  $Y$ ). В результате уровни  $\beta$  и  $e$  при полях порядка 540 Гс пересекаются. Тогда любое малое электрическое поле вызовет штарковское перемешивание этих двух состояний и нарушит метастабильность  $\beta$ -состояния. Поскольку частицы двигаются перпендикулярно магнитному полю, на них фактически действует электрическое поле  $\mathcal{E} = (v/c)H$ : при  $H = 540$  Гс и  $v = 8 \cdot 10^5$  см/с имеем  $\mathcal{E} = 4,3$  В/см. При критическом значении поля это дает время жизни состояния  $\beta$ , равное  $4,3 \cdot 10^{-8}$  с. Более того: «описанная выше ситуация имеет место не только при  $H = 540$  Гс, когда уровни  $\beta$  и  $e$  пересекаются, но распространяется на целый интервал значений напряженности поля. На установке, описанной ниже, не удалось наблюдать переходы  $\beta b$ ,  $\beta c$ ,  $\beta d$ ,  $\beta e$ ,  $\beta f$ ...

Штарковское перемешивание, обусловленное движением атомов в магнитном поле, происходит также и при пересечении уровней  $\alpha$  и  $c$ , т. е. если допустить сдвиг при  $H = 4700$  Гс. Эта область значительно шире, чем при пересечении  $\beta e$ , и число метастабильных атомов в пучке заметно уменьшается из-за высвечивания при полях выше 3000 Гс».

Второй эффект состоит во взаимодействии между электроном и магнитным моментом ядра, что приводит к дальнейшему расщеплению уровней. Каждый из уровней, показанных на рис. 7.2, расщепляется на два<sup>1</sup>. Это расщепление, однако, мало: оно не превосходит 88 МГц. Ожидаемые резонансы, вызываемые переходом метастабильных атомов в  $P$ -состояние, не являются бесконечно узкими, а имеют естественную ширину, поскольку быстрота перехода  $1/\tau_s$  при совпадении частоты  $\omega$  с резонансной частотой  $\omega_0$  конечна и пропорциональна  $[(\omega - \omega_0)^2 + (1/2\gamma)^2]^{-1}$ , где  $\gamma = 1/\tau_p$ . Это дает колоколообразную кривую с шириной порядка  $\gamma/2\pi = 99,8$  МГц. Таким образом, эффект сверхтонкого взаимодействия не будет превышать ширину этой линии и приведет

<sup>1</sup> В более общем случае каждый атомный уровень расщепляется на ряд компонент, число которых равно наименьшему из чисел  $2I + 1$  или  $2J + 1$ , где  $I$  — спин ядра (для водорода  $I = 1/2$ ). Это расщепление и приводит к сверхтонкой структуре оптических спектров (см. гл. 6).

лишь к ее дополнительному уширению, особенно в области пика.

Первоначальная установка была «настолько простой, насколько это позволяли поставленные цели: одновременное создание и детектирование пучка метастабильных атомов. Хотя оба эти процесса теоретически были возможны, практическая их реализация не была доказана. Источник и детектор помещались внутри стеклянных колб, соединенных стеклянной трубкой  $1/2$  дюйма диаметром и 6 дюймов длиной. Магнитные поля могли создаваться в области источника, детектора и между ними... Считалось, что впоследствии соединительная трубка может пройти вдоль широкой стенки волновода 3 см-диапазона.

Метод прямого возбуждения молекул электронной бомбардировкой был избран, как, по-видимому, простейший способ создания метастабильных атомов водорода... Метод детектирования основывался на эмиссии электронов... К сожалению, при бомбардировке молекул водорода электронами возникло множество эффектов... При этом не удавалось убедиться в наличии метастабильных атомов».

Однако исследователи все же смогли установить, что атомы водорода возникают и достигают детектора. Это было обнаружено благодаря покрытию пластины детектора слоем порошка окиси молибдена желтого цвета, который под действием атомарного водорода становился синим. Исследователи сделали вывод, что «избранный метод возбуждения не столь хорош, как это ожидалось», тем не менее программа в целом была достаточно обещающей, поэтому имело смысл продолжать исследования. «Оказалось, что двухступенчатый метод — сначала диссоциировать молекулы, а уже затем возбудить атомы путем электронной бомбардировки — менее подвержен вредному воздействию» посторонних процессов, которые полностью перекрывают эффекты, связанные с метастабильными атомами.

«Поскольку стало ясно, что установка нуждается в серьезном усовершенствовании, был создан ее новый цельнометаллический вариант, в котором сделаны все необходимые улучшения. Тем не менее потребовалось еще немало усовершенствований, прежде чем были получены сколько-нибудь значительные результаты.

На рис. [7.4] представлена общая схема установки в горизонтальном сечении, проходящем через ось двух круглых коаксиальных цилиндров, образующих правую и левую камеры. Прямоугольное пространство  $J$  — поперечное сечение прямоугольного волновода 3 см-диапазона, проходящего через установку вертикально. Если

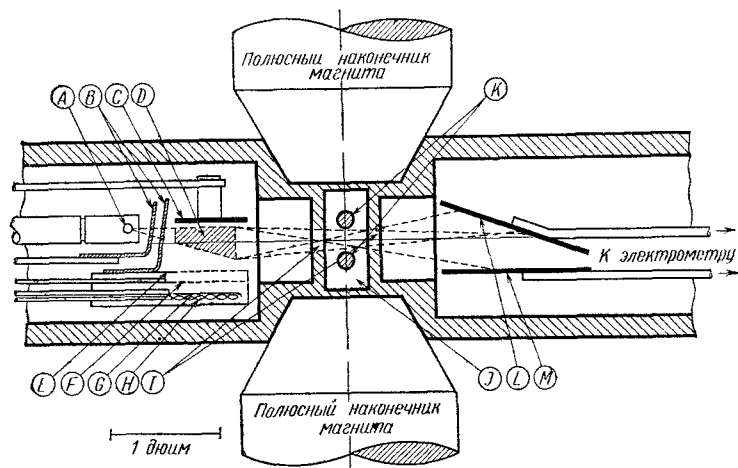


Рис. 7.4. Поперечное сечение установки.

$A$  — печь водородного диссоциатора;  $B$  — экранирующие диафрагмы,  $C, E, F, G$ ,  $H$  — элементы устройства для электронной бомбардировки;  $D$  — область бомбардировки,  $I$  — щели,  $J$  — волновод,  $K$  — линия передачи,  $L, M$  — детектор метастабильных атомов. Остальные детали описаны в тексте [Phys. Rev., 79 (1950), стр. 564, рис. 19].

пренебречь краевыми эффектами, магнитное поле направлено под прямым углом к волноводу и обеим камерам. Полюса магнита размещены в двух углублениях, имеющих форму усеченных конусов. Наружная оболочка установки в основном была изготовлена из меди.

...Атомы водорода выходили из диссоциатора  $A$  и проходили через область взаимодействия  $D$ , где некоторые из них в результате электронной бомбардировки возбуждались в состоянии  $2S$ . Испытав небольшую отдачу, они проходят через щели  $I$  и область РЧ-поля на мишень детектора  $L$ .

...Угол отдачи принимался во внимание при выборе относительного положения водородного диссоциатора, электронной пушки и щелей  $I$ ...

Детектирующие электроды состояли в основном из двух вольфрамовых пластин  $L$  и  $M$ ... Метастабильные атомы падали на пластину  $L$  и выбивали из нее электроны, которые улавливались пластиной  $M$  (последняя имела потенциал на 3—4 В выше, чем потенциал  $L$ ). Ток электронов измерялся электрометром FP54... Его чувстви-

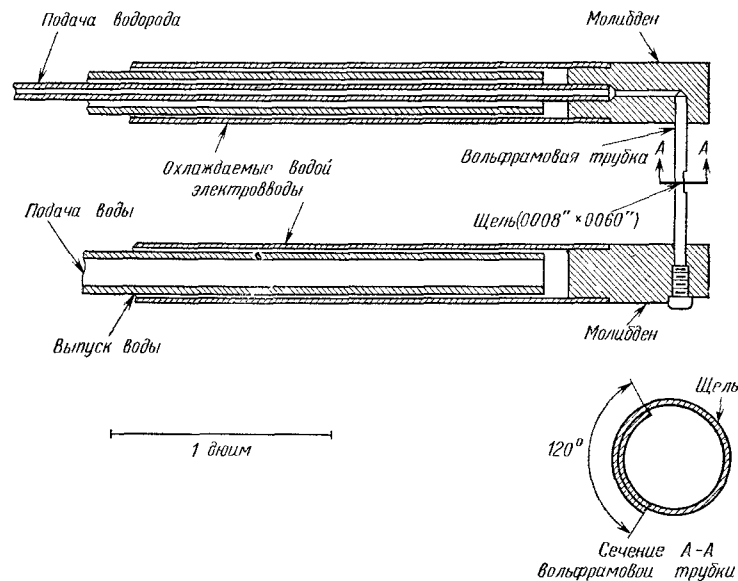


Рис. 7.5 Устройство водородного диссоциатора [Phys. Rev., 79 (19. 0), стр. 564, рис. 20].

тельность к метастабильным атомам незначительно зависит от напряжения на коллекторе, пока оно находится в пределах 2—4 В.

Атомарный водород создавался в процессе тепловой диссоциации молекулярного водорода... Детали соответствующей части схемы показаны на рис. [7.5]. Тонкостенный вольфрамовый цилиндр сгибался из вольфрамовой фольги, как показано на рисунке; вблизи центра параллельно оси цилиндра делалась прорезь размером  $0,008 \times 0,060$  дюйма. Затем цилиндр вставлялся в отверстие, сделанное в молибденовых наконечниках электродов с водяным охлаждением. Молекулярный во-



дород вводился через трубку внутри одного из подводящих воду каналов. Центральная часть вольфрамовой трубки могла нагреваться до температуры, обеспечивающей удовлетворительную степень диссоциации. Возникшие при этом атомы выходили сквозь малую прорезь, которая и выполняла роль источника.

Рабочие температуры в центральной части цилиндра составляли обычно около 2500 К...

Переменный ток промышленной частоты оказался пригодным для нагрева водородного диссоциатора. Типичные рабочие условия: ток 80 А и напряжение около 2 В...

Устройство для электронной бомбардировки принесло больше всего хлопот, и было затрачено много усилий, чтобы сделать его работу достаточно хорошей. Весьма нетрудно сформулировать условия, которым должна удовлетворять идеальная электронная пушка в таком эксперименте. На практике, однако, для получения достаточного уровня сигнала необходимо существенно отойти от идеала.

Использованная электронная пушка состояла из катода, управляющей и ускоряющей сеток и анода. Катод косвенного нагрева *G* имел оксидное покрытие. Катод и управляющая сетка *F* были расположены полностью внутри ускоряющего электрода *E*, снабженного сеткой только со стороны анода. Это было необходимо для экранирования области бомбардировки *D* — где происходило возбуждение атомов — от влияния электрических полей, действующих между ускоряющей сеткой и катодом. Экраны *B* препятствовали попаданию излучения и продуктов испарения диссоциатора на электронную пушку и детектор. В первоначальных схемах анод *C* отсутствовал, его роль выполняла наружная оболочка. Однако такое устройство не позволяло с определенностью регистрировать метастабильные атомы». Это было обусловлено непредвиденным влиянием пространственного заряда, которое удалось значительно снизить, лишь уменьшив межэлектродное пространство путем введения дополнительного анода.

«Оказалось, что наиболее благоприятные рабочие условия создавались при напряжении на ускоряющей сетке около 13,5 В и потенциале анода на 3 В выше. Путем регулирования потенциала управляющей сетки под-

держивался анодный ток 0,3 мА. Вообще говоря, выбранные рабочие условия представляли собой определенный компромисс между нестабильностью и достаточной интенсивностью сигнала.

Метастабильные атомы подвергались действию радиочастотного и постоянного полей в области волновода *J*, в которую атомы входят (или выходят) через щель *I*... Провода, образующие линию передачи *K*, устанавливались задолго до того, как накладывалось радиочастотное поле. Они оказались очень важны для идентификации метастабильных атомов с помощью штарковского высвечивания в постоянном поле, приводящего к ослаблению сигнала на детекторе.

Ввиду затруднений, связанных с поддержанием достаточного потока метастабильных атомов, эта деталь установки оказалась не временной мерой, как это первоначально предполагалось, а существенным и необходимым ее элементом. Более того, переходы на уровень  $2^2P_{1/2}$  происходят при частотах от 1500 до 6000 МГц, лежащих ниже граничной частоты волновода<sup>1</sup>. Для частот, лежащих в этой области, провода *K* использовались как двухпроводная линия...

Излучение с частотами в диапазоне 3000—10 000 МГц генерировалось клистроном, а с частотой около 12 000 МГц — путем удвоения частоты клистрона с использованием кристаллического умножителя. РЧ-поля с частотами 1500—2600 МГц получались с помощью маячковой электронной лампы. Стабильность частоты, достигаемая при питании от генератора обычного регулируемого источника, оказалась достаточной. Частота, точнее, длина волны излучения измерялась при помощи коаксиального волновода или резонатора.

Магнитное поле создавалось небольшим электромагнитом и достигало напряженности 3000 Гс и выше.

Калибровка поля осуществлялась пробной катушкой, которая при убранных электродах вводилась со стороны детектора через щель *I* в центр области, где действовало РЧ-поле. Обычная стандартная процедура намагничивания и снятия кривой намагничивания использовалась

<sup>1</sup> По прямоугольному волноводу не могут распространяться волны с частотами ниже той, для которой длина волны вдвое превосходит наибольшую из сторон волновода. В использованном здесь волноводе с сечением  $0,4 \times 0,9$  дюйма граничная частота 6550 МГц.

лась при получении калибровочной кривой зависимости напряженности магнитного поля  $H$  от тока в обмотках магнита; та же процедура осуществлялась в процессе измерений. Точность калибровки поля составляла порядка 0,5%, что оказалось более чем достаточно, так как было установлено, что неоднородность магнитного поля в области его взаимодействия с РЧ-полем достигает 33 Гс при полной индукции 1000 Гс.

Ток детектора складывался из тока сигнала, т. е. электронов, выбитых метастабильными атомами, и фонового тока фотоэлектронов, возникающих прежде всего вследствие возбуждения молекул водорода, а частично — возбуждения других атомных состояний, кроме состояния  $2^2S_{1/2}$ . При используемых энергиях электронов фоновый ток в три и более раза превосходил ток сигнала.

Сигнал наблюдался по отклонению гальванометра, возникавшему в случае приложения к проводам  $K$  постоянного электрического поля, достаточного для высвечивания практически всех метастабильных атомов». Использовался и другой способ, который заключался в прерывании РЧ-поля. «Указанное отклонение обычно соответствовало токам от  $0,3—0,75 \cdot 10^{-13}$  А, но иногда достигало  $1,2 \cdot 10^{-13}$  А. Эти значения оказались меньше того, что предполагалось, согласно оценкам, примерно в 40 раз. По-видимому, частично это расхождение обусловлено высвечиванием за счет случайных электрических полей». В остальном расхождение, вероятно, связано со значительной переоценкой эффективности детектора.

Изложенное выше описание эксперимента авторы привели в первой из серии подробных статей. Первоначальное сообщение было значительно более сжатым: «Мы наблюдали ток электрометра порядка  $10^{-14}$  А, который следует объяснять появлением метастабильных атомов водорода. Наблюдалось также сильное высвечивающее действие постоянных электрических полей, причем необходимый для этого градиент напряжения зависел от магнитного поля в разумных пределах.

Мы наблюдали также уменьшение интенсивности пучка метастабильных атомов, вызванное микроволновым излучением в диапазоне длин волн 2,4—18,5 см, возникающим в различных магнитных полях. В процессе измерений фиксировалась частота РЧ-поля и определя-

лась зависимость тока гальванометра (при прерывании действия РЧ-поля) от интенсивности магнитного поля. Типичная кривая зависимости высвечивания атомов от величины магнитного поля показана на рис. [7.6]. На рис. [7.7] отложены резонансные значения магнитных полей для различных частот «вблизи 10 000 МГц». (Как

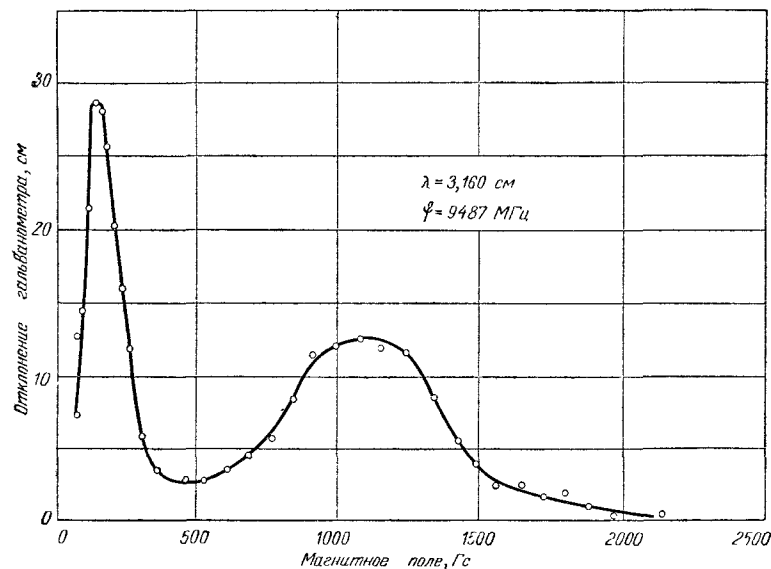


Рис. 7.6. Типичная резонансная кривая.

Левый пик обусловлен переходом  $ac$ , правый — переходом  $ab$  [Phys. Rev., 72 (1947), стр. 242, рис. 1]

указано в подробной статье, «резонансные магнитные поля находились либо по максимуму видимого пика при наличии резких пиков, либо как усредненное значение полей на уровне половины амплитуды в случае широких пиков»). Теоретически рассчитанные кривые для эффекта Зеемана изображены сплошными линиями, однако, чтобы совместить их с наблюдаемыми точками, их пришлось сместить вниз на 1000 МГц (пунктирные линии). После такой поправки согласие теории с экспериментом было очевидным.

На этом этапе «ввиду неопределенности, вносимой неоднородностью поля и искажением пиков из-за паде-

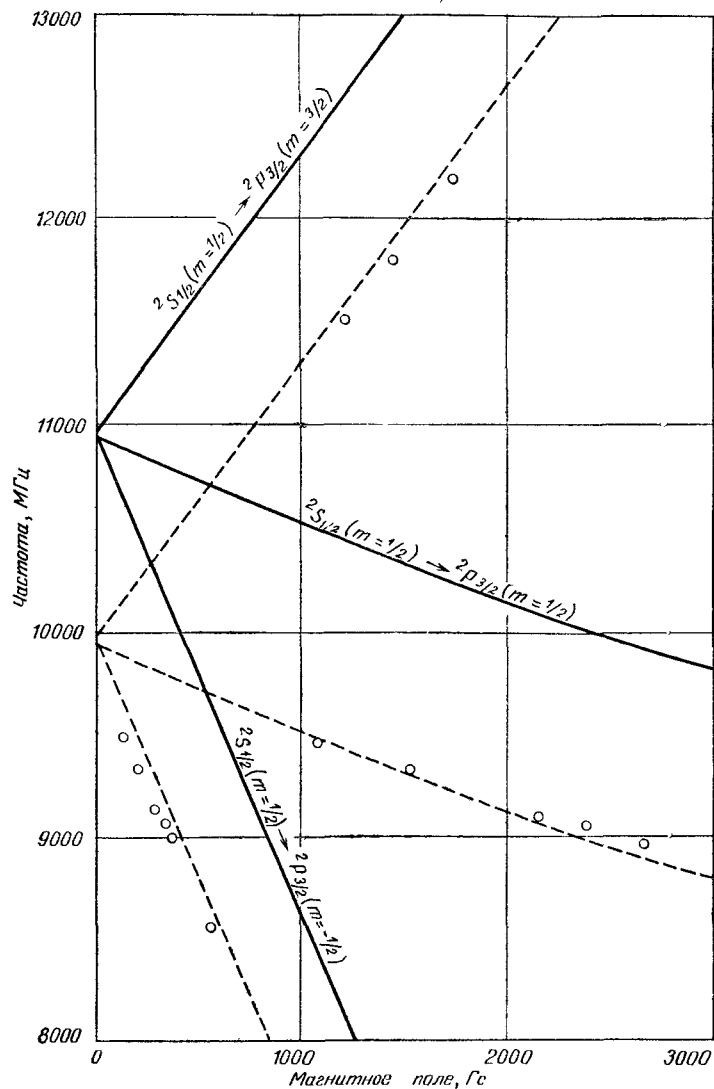


Рис. 7.7. Сравнение экспериментальных значений резонансных магнитных полей для различных частот (отмечены кружками) и значений, предсказанных теорией Дирака (сплошные линии).

Те же значения, вычисленные с учетом сдвига уровня  $2^2S_{1/2}$  вверх на 1000 МГц, обозначены пунктирными линиями. Этот график охватывает лишь малую область значений частот и магнитных полей, измеренную экспериментально, однако полный график не позволил бы рассмотреть мелкие детали, остальная часть графика тоже обнаруживает сдвиг, полностью соответствующий сдвигу на 1000 МГц<sup>1</sup> [Phys. Rev., 72 (1947), стр. 242, рис. 2].

ния уровня сигнала<sup>1</sup>, не предпринимались попытки добиться «наилучшего приближения», так что величина сдвига оценивалась примерно в  $1000 \pm 100$  МГц. Дальнейшее усовершенствование методики позволило увеличить точность до такой степени, что полученные в таких экспериментах данные стали играть важную роль при определении фундаментальных мировых констант. Однако важный факт, зафиксированный в первом сообщении, состоял в безусловном наличии эффекта расщепления.

В заключение следует отметить, что 25 лет спустя после работы Лэмба и Ризерфорда стало возможным разрешать тонкую структуру линии  $H_{\alpha}$  оптическими средствами, используя метод так называемой *спектроскопии насыщения*. Примененный впервые Т. У. Хеншем, И. С. Шакиным и А. Л. Шавловым в Стэнфордском университете, этот метод предполагает использование перестраиваемого лазера с очень малой шириной линии. Лазерный луч расщепляется на две части: сильный насыщающий луч с периодическим прерыванием и более слабый пробный луч. Оба луча пропускаются почти в противоположных направлениях через водород. Таким способом исключается доплеровский сдвиг: только атомы, движущиеся с нулевой скоростью вдоль направления лучей, могут взаимодействовать с обоими лучами, так как отличная от нуля скорость сдвинула бы частоту вверх для одного луча и вниз — для другого. Атомы возбуждаются в состоянии  $n = 2$  при помощи электрического разряда. Когда лазерная частота настраивается на резонанс с одной из частот комплекса линий  $H_{\alpha}$ , любой луч может возбудить атомы далее в состояние  $n = 3$ , что приведет к поглощению мощности луча. Резонанс регистрируется по уменьшению поглощения пробного луча в присутствии насыщающего луча, поскольку всю необходимую мощность света, которую могут поглотить атомы, способные взаимодействовать с обоими лучами, они получают от более интенсивного из них.

<sup>1</sup> Даже в отсутствие высвечивающего радиочастотного или постоянного поля сигнал детектора убывает при возрастании магнитного поля (остальные условия не меняются) из-за действия электрического поля, возникающего при движении электрона. Это поле, а вместе с ним и доля высветившихся атомов растет с увеличением магнитного поля.

## МАГНИТНЫЙ МОМЕНТ ЭЛЕКТРОНА

В начале 90-х годов прошлого столетия выдающийся физик лорд Кельвин заявил, что основные принципы физики полностью установлены и теперь остается лишь «измерять следующие знаки после запятой». Его предсказание оказалось ошибочным. За одно лишь последующее за этим десятилетие были открыты рентгеновские лучи и радиоактивность, что продемонстрировало делимость атомов, а в конце этого десятилетия появилась гипотеза квантов. Однако далеко не все понимают, что важные ключи к разгадке законов природы скрыты в повышении точности измерений. В настоящей главе описан именно такой случай: измеренное с высокой степенью точности значение магнитного момента электрона оказалось примерно лишь на 0,1% отличающимся от предсказанного теорией значения. Но это расхождение, как и сдвиг уровней водорода, описанный в гл. 7, стимулировало развитие теории взаимодействия электрона с электромагнитным полем. Ввиду важности этого открытия его автор, Поликарп Куш из Колумбийского университета, был удостоен в 1955 г. Нобелевской премии по физике.

Теория Бора, разумеется, учитывала магнитные эффекты, возникающие вследствие движения электронов по орбите; в ней была введена естественная единица магнитного момента: *магнетон Бора*  $\mu_0 = e\hbar/2mc$ , где  $e$  и  $m$  — заряд и масса электрона,  $c$  — скорость света. Магнитный момент электрона, движущегося по орбите и имеющего момент импульса  $l\hbar$ , равнялся точно  $l\mu_0$ . Поэтому естественно, что, когда Джордж Уленбек и Сэмюэл Гаудсмит в 1925 г. ввели понятие спина электрона и связанного с ним магнитного момента, они выразили последний в единицах  $\mu_0$ . Однако они обнаружили, что если записать спиновый момент импульса в

виде  $s\hbar$ , где  $s = 1/2$ , то собственный магнитный момент электрона равен не  $s\mu_0$ , а  $2s\mu_0$ .

Когда два или более электрона связаны в атоме, результирующий момент импульса равен векторной сумме отдельных моментов, как орбитальных, так и спиновых, и выражается как  $J\hbar$ . Полный магнитный момент также является суммой отдельных моментов. Измеряемая его часть — это составляющая вдоль вектора  $J$ , и ее также было бы желательно выразить как величину, кратную  $J$ . Если бы не дополнительный множитель 2, выражение для полного магнитного момента имело бы вид  $J\mu_0$ . В действительности существует дополнительный множитель, который зависит от того, как именно происходит сложение отдельных моментов, и обозначается обычно  $g_l$ , так что  $\mu_{эфф} = g_l J\mu_0$ . По аналогии было принято записывать  $\mu_{собств} = g_s s\mu_0$ , причем, согласно гипотезе Уленбека и Гаудсмита,  $g_s = 2$ . Вскоре после формулировки этой гипотезы Эрнест Бек и Альфред Ланде измерили  $\mu_s$  и обнаружили, что  $g_s$  действительно равно 2 с точностью до 0,1%. Когда выяснилось, что это значение с необходимостью вытекает из релятивистской теории Дирака, казалось, что оно надежно установлено.

Однако в 1947 г. Дж. Е. Нафэ, Е. В. Нельсон и И. И. Раби применили разработанный Раби резонансный метод молекулярных пучков (см. гл. 6) для измерения сверхтонкой структуры спектров водорода и дейтерия, связанной с расщеплением энергетического уровня атома вследствие взаимодействия между полным магнитным моментом электрона и магнитным моментом ядра. Полученные значения для обоих атомов отличались от предсказанных теорией на одну и ту же величину, примерно на 0,25%. Одно из объяснений, предложенное (впрочем, весьма нерешительно) Грегори Брейтом, состояло в том, что значение  $g_s$  для электрона наравно в точности  $^1 2$ . Такое предположение было продиктовано тем, что магнитный момент электрона дважды учитывался в теоретических выкладках: во-первых, непосредственно как момент электрона, т. е. одного из участников взаимодействия, и во-вторых, через него

<sup>1</sup> Заметим, что всегда считалось — и считается до сих пор, — что протон во всех отношениях хорошо описывается теорией Дирака, за исключением его магнитного момента, который соответствует значению  $g_s = 2,7$ .

наиболее точно выражался магнитный момент ядра. Поэтому Куш и Генри Фоли поставили эксперимент по более точному определению этой величины путем прямого измерения. Результаты, опубликованные впервые в Письмах в редакцию журнала *The Physical Review* в 1948 г. (и позднее в подробной статье, напечатанной в том же журнале в том же году), сводились к тому, что значение  $g_s$  равнялось не 2, а  $2(1 + 1,19 \cdot 10^{-4})$ .

Использованная ими экспериментальная методика была вполне обычной для того времени; необычным был способ ее применения и интерпретация полученных результатов.

«Отклонение величины магнитного момента электрона от общепринятого значения, равного одному магнетону Бора, можно было бы обнаружить, точно измеряя магнитный момент атома в состоянии, в котором связь спина электрона с орбитальным угловым моментом достаточно хорошо известна. Для измерения абсолютной величины магнитного момента требуется наблюдение зеемановского расщепления этого уровня энергии в известном магнитном поле. В настоящее время трудно создать такие магнитные поля, абсолютные значения которых могли бы быть достаточно точно измерены и при этом были бы удовлетворительны для постановки опыта по наблюдению зеемановского расщепления в атомном пучке. Однако частоты линий зеемановского спектра атомов, т. е., по существу, разности между энергетическими уровнями атомов, можно определить при помощи хорошо разработанной методики с точностью до  $10^{-4}$  или  $0,5 \cdot 10^{-4}$ , причем точность ограничивается лишь статистическими ошибками, так что ее можно значительно повысить путем многократного повторения наблюдений. Измеряя частоты линий зеемановского спектра в двух атомных состояниях, возникающих в одном или разных атомах, но при одном и том же постоянном магнитном поле, можно получить отношение значений гиромагнитного отношения<sup>1</sup> для этих двух состояний. Если векторы спинового и орбитального моментов связаны в

обоих состояниях одинаково, измеренное отношение не даст информации относительно фундаментальной величины  $g$ -фактора для свободного электрона. Если же спин-орбитальная связь в этих двух состояниях различна, значение спинового  $g$ -фактора электрона может быть определено через значение его орбитального  $g$ -фактора при условии, что мы располагаем необходимой информацией (экспериментальной или теоретической), позволяющей судить о применимости предполагаемого характера этой связи. Принципиальные ограничения такого способа экспериментального определения спинового  $g$ -фактора электрона сводятся к точности определения частоты данной линии спектра (т. е. налагаются точностью измерения частоты и ширины линии), а также зависят от стабильности и однородности магнитного поля.

На практике каждый энергетический уровень атома расщепляется на два или более подуровня сверхтонкой структуры благодаря наличию ядерного момента импульса. Поэтому интерпретация данных по частотам линий значительно усложняется».

Детальное рассмотрение зависимости энергетических уровней атома, а следовательно, и частот перехода от внешнего магнитного поля требует применения квантовой теории и выходит за рамки данной книги. Здесь мы дадим лишь полуклассическое схематическое описание этого процесса.

Если атом находится в магнитном поле  $H$ , направленном вдоль оси  $z$ , взаимодействие между электронами атома и полем описывается выражением

$$\mathcal{H} = g_L \mu_0 L_z H + g_S \mu_0 S_z H. \quad (8.1)$$

Здесь  $g_L$  и  $g_S$  — соответственно орбитальное и спиновое гиромагнитные отношения,  $\mu_0 = e\hbar/2mc$  — магнетон Бора,  $L_z$  и  $S_z$  — проекции орбитального и спинового моментов на ось  $z$ . Если бы  $L_z$  и  $S_z$  были интегралами движения, их вклад в энергию можно было бы оценить с помощью уравнения (8.1), подставив их истинные значения в каждое из интересующих нас состояний. Однако в действительности это, как правило, не выполняется, поэтому подставлять следует средние значения этих величин. В свою очередь эти средние значения могут быть выражены через переменные, являющиеся интегралами

<sup>1</sup> Гиромагнитное отношение — это отношение магнитного момента частицы в единицах магнетона Бора (для ядра — в ядерных магнетонах) к моменту импульса в единицах  $\hbar$ ; другими словами, это любой из введенных выше  $g$ -факторов.

(или почти интегралами) движения. Для атомов рассматриваемого вида — с относительно малыми атомными номерами и небольшим числом оптически активных электронов — интегралами движения, помимо  $J$  и  $J_z$ , являются  $L$  и  $S$ . Добавка к энергии дается выражением

$$E = (\alpha_L g_L + \alpha_S g_S) \mu_0 J_z H,$$

где

$$\alpha_S = [2J(J+1)]^{-1} [J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)]$$

и

$$\alpha_L = [2J(J+1)]^{-1} [J(J+1) - S(S+1) + L(L+1)].$$

С другой стороны, ее можно записать также в виде

$$E = g_J \mu_0 J_z H,$$

так что

$$g_J = \alpha_L g_L + \alpha_S g_S.$$

«Отношение значений  $g$ -факторов в двух атомных состояниях одного и того же или различных атомов имеет вид

$$\frac{g_{J_1}}{g_{J_2}} = \frac{g_L \alpha_{L_1} + g_S \alpha_{S_1}}{g_L \alpha_{L_2} + g_S \alpha_{S_2}},$$

где предполагается, что значения  $g_L$  и  $g_S$  не зависят от атомного состояния. Если фундаментальные гиромагнитные отношения отличаются от обычных на малые величины

$$g_S = 2(1 + \delta_S), \quad g_L = 1 + \delta_L, \quad (8.2)$$

то

$$\frac{g_{J_1}}{g_{J_2}} = \frac{2\alpha_{S_1} + \alpha_{L_1}}{2\alpha_{S_2} + \alpha_{L_2}} + 2 \frac{\alpha_{S_1} \alpha_{L_2} - \alpha_{L_1} \alpha_{S_2}}{(2\alpha_{S_2} + \alpha_{L_2})^2} (\delta_S - \delta_L).$$

Таким образом, если постоянные  $\alpha_{S_1}$ ,  $\alpha_{L_1}$ ,  $\alpha_{S_2}$ ,  $\alpha_{L_2}$  известны на основании данных по связи между атомными уровнями, величина  $(\delta_S - \delta_L)$  может быть найдена из отношения атомных  $g_J$ -факторов. Очевидно, ни один эксперимент такого типа не позволит установить, чем вызвано различие: отклонением от ранее принятого значения спинового или орбитального гиромагнитного отношения...

Если бы сверхтонкое взаимодействие отсутствовало или им можно было бы полностью пренебречь, отноше-

ние частот зеемановских линий двух атомных состояний давало бы непосредственно отношение значений атомных  $g$ -факторов... Для атомных состояний, изученных в данных экспериментах, и для значений магнитного поля, при которых наблюдались эти линии, сверхтонкое расщепление должно было учитываться. Существование сверхтонкой структуры осложняет анализ данных, на основании которых определяется отношение  $g_J$ -факторов. В то же время возможность наблюдения большого числа линий различной частоты, возникающих вследствие сверхтонкого взаимодействия в пределах каждого атомного уровня, позволяет проверить, насколько внутренне согласованы данные, и улучшить точность результатов».

Взаимодействие, учитывающее влияние ядерных моментов, описывается выражением

$$\mathcal{H} = a \mathbf{I} \cdot \mathbf{J} + 2b \mathbf{I} \cdot \mathbf{J} (2\mathbf{I} \cdot \mathbf{J} + 1) + \mu_0 H (g_J J_z + g_I I_z).$$

Здесь  $\mathbf{I}$  и  $\mathbf{J}$  — квантовомеханические операторы, соответствующие ядерному спину и полному электронному моменту импульса соответственно;  $g_I$  — гиромагнитное отношение для ядра,  $a$  и  $b$  — константы, характеризующие данный атом,  $\mathbf{I} \cdot \mathbf{J}$  — сокращенная запись выражения  $I_x J_x + I_y J_y + I_z J_z$ . Первое слагаемое описывает взаимодействие между электронами и ядерным магнитным моментом, второе — взаимодействие между электронами и ядерным электрическим квадрупольным моментом. Результирующий вклад в энергию сложным образом зависит от состояния атома; его трудно выразить через интегралы движения, как это было сделано в более простом случае, описываемом уравнением (8.1). Теперь вместо этого уравнения мы имеем систему уравнений для определения величины  $E/a$  — отношения энергии к постоянной сверхтонкого взаимодействия  $a$ , выраженной через значения параметров  $x = (g_J - g_I) \cdot (\mu_0 H/a)$  [или  $x = (g_J - g_I) \cdot (\mu_0 H/2a)$ , если можно не учитывать квадрупольный член],  $y = (g_J + g_I) (\mu_0 H/a)$  и  $r = b/a$ . Постоянные  $a$  и  $b$ , а также  $g_I$  были ранее определены в других работах.

«Величины  $x$  и  $y$  всегда содержат множитель  $(\mu_0 H/a)$  (или  $\mu_0 H/\Delta E$ )<sup>1</sup>, где  $a$  и  $\Delta E$  выражаются в эр-

<sup>1</sup> В тех случаях, когда можно не учитывать квадрупольный член, сверхтонкое расщепление в отсутствие магнитного поля обозначается  $\Delta E$  и равно  $2a$ .

гах. Если мы выразим частоту в мегагерцах, то приведенная выше величина запишется так:

$$\frac{\mu_0 H}{\hbar a} \cdot 10^{-6} = \frac{eH}{4\pi ma} \cdot 10^{-3} = \frac{H'}{a},$$

или

$$H' = 1,3998H.$$

В дальнейшем мы будем использовать в качестве меры поля величину  $H'$ .

В данной серии опытов переменное магнитное поле было направлено перпендикулярно постоянному магнитному полю. Поэтому разрешенные переходы<sup>1</sup> при слабом магнитном поле определялись условиями<sup>2</sup>  $\Delta F = \pm 1, 0$ ,  $\Delta m_F = \pm 1$ . В очень сильных магнитных полях ядерные и атомные моменты перестают быть связанными и переходы определяются условиями  $\Delta m_J = \pm 1$ ,  $\Delta m_I = 0$  или  $\Delta m_J = 0$ ,  $\Delta m_I = \pm 1$ . Является ли конкретное поле «слабым» или «сильным» для данного атомного состояния, зависит от значения параметров  $x$  или  $y$ , соответствующих этому полю, а те в свою очередь — от значения  $\Delta E$  или  $a$ .

Вопрос о том, какое значение магнитного поля следует использовать и какие линии наблюдать, решался на основе следующих соображений. Поскольку целью описываемых экспериментов было измерение атомных магнитных моментов, следовало выбирать линии, наиболее чувствительные к полю. При сильных полях чувствительность переходов  $\Delta m_I = \pm 1$  к полю столь мала, что эти линии бесполезны с точки зрения нашего эксперимента. Переходы с  $\Delta m_J = \pm 1$  обнаруживают подходящую чувствительность к полю, однако в большинстве случаев эти линии возникают при частотах, при которых трудно проводить эксперимент. В условиях очень слабого поля переходы  $\Delta F = 0$  наиболее отвечают целям данного эксперимента, так как частоты этих линий почти пропорциональны напряженности поля и достаточно чувствительны к нему. Очень слабые поля ( $H < 100$  Гс) мы не могли использовать в нашем эксперименте из-за наличия остаточной неоднородности поля.

<sup>1</sup> См. примечание на стр. 130, гл. 7.

<sup>2</sup> Символ  $F$  — обычное обозначение для полного момента атома  $F = I + J$ ;  $m_F$  обозначает компоненту вектора  $F$  вдоль оси  $z$ .

Магнитное поле напряженностью 400 Гс, применяемое в большинстве наших опытов, соответствует условиям очень слабого поля для  ${}^2P_{1/2}({}^{115}\text{In})^1$ ,  ${}^2P_{1/2}({}^{69}\text{Ga})$ ; для  ${}^2S_{1/2}({}^{23}\text{Na})$  возникает существенное отклонение от условий «слабого поля», а для Ga в  ${}^2P_{1/2}$ -состоянии это же поле является очень сильным. Лишь несколько линий в спектре состояния  ${}^2P_{1/2}(\text{Ga})$  с частотой, меньшей  $10^9$  с<sup>-1</sup>, позволяют удовлетворительно определять  $g_J$ ...

В принципе возможно по наблюдаемым частотам спектральных линий атомов в двух различных состояниях вычислить непосредственно отношение  $g_{J_1}/g_{J_2}$ . Такая процедура, однако, исключительно трудоемка. Вместо этого мы вычисляем  $H'$  для каждой наблюдаемой линии. Когда имеется расхождение в величинах  $H'$  для атомов в различных состояниях (если известно, что эти значения должны совпадать), оно может быть устранено подбором значений  $g_J$ . Это очевидно, поскольку в выражениях для энергий и уровней величина  $H'$  всегда входит в форме произведения  $g_J H'$ . Пусть, например,  $g_J$  для двух различных состояний равно  $g_{J_1}^0$  и  $g_{J_2}^0$ ; тогда соответствующие значения  $H'$  есть  $H'_1$  и  $H'_2$ . И, полагая  $\Delta H' = H'_1 - H'_2$ , имеем

$$\frac{g_{J_1}}{g_{J_2}} = \frac{g_{J_1}^0}{g_{J_2}^0} \left( 1 + \frac{\Delta H'}{H'} \right).$$

Общая методика и требования к аппаратуре для наблюдения линий в радиочастотной области спектра атомов обсуждались во многих работах<sup>3</sup>. Установка с молекулярными пучками, использованная в описываемых здесь экспериментах, была первоначально предназначена для изучения радиочастотного спектра молекул в очень сильных магнитных полях. Соответственно

<sup>1</sup> Классификация атомных состояний и их обозначения даны в прим. на стр. 130, гл. 7.

<sup>2</sup> Правда, имеется также член  $g_I H'$ . Однако во всех случаях, кроме одного, значение  $g_I$  определяется через основное состояние атома, в котором находится ядро. Тогда член  $g_I H'$  можно записать в виде  $(g_I/g_J) g_J H'$ , где величина отношения  $g_I/g_J$  не зависит от каких-либо предположений относительно  $g_I$ . В одном особом случае «этот член столь мал, что неточности определений в  $g_I$  не оказывают заметного влияния на результаты».

<sup>3</sup> См., например, главы 6 и 7.

отклоняющие магниты были весьма протяженными, и это позволяло создавать большие магнитные потоки. Длина области магнитного поля, в которой происходит переход, равна 48 см. К сожалению, поле было недостаточно однородно, и использование значительной части этой области для наблюдения линий атомных переходов, особенно чувствительных к полю, существенно ушிரяло эти линии. Во всех описываемых экспериментах эффективная длина области с полем, вызывающим переход, уменьшалась до 2 см путем соответствующего уменьшения длины области радиочастотного поля, через которое проходил пучок. Отклоняющие магниты работали при малых магнитных потоках...

Для последовательного измерения линий в радиочастотном спектре двух различных атомов (например, галлия и натрия) был изготовлен специальный нагреватель, в котором печи, содержащие каждое из этих веществ, устанавливались на платформе, закрепленной на вращающемся основании, которое управляется извне. Это позволяло осуществлять быструю замену и установку обеих печей в заданное положение.

Все измерения частоты производились с помощью гетеродинного частотомера, обеспечивающего точность до  $1/20\,000$ . Неопределенности в измеренных значениях частоты, вносимые гетеродином и обусловленные шириной линии, имели статистический характер, поэтому точность измерений можно было повысить разумным повторением наблюдений». Измеритель частоты калибровался путем сравнения с сигналами радиостанции Национального бюро стандартов.

Все данные, полученные в рассматриваемых здесь экспериментах, — это значения частот спектральных линий. Нам не требовалось знать величину самого магнитного поля, в котором происходит переход, хотя необходимым условием было, чтобы исследуемые переходы происходили в одном и том же магнитном поле. В действительности магнитное поле не вполне постоянно, и скорость его дрейфа зависит от многих факторов, главным образом от поддержания неизменного режима питания электромагнита и температурной стабильности цепей постоянного тока и магнита. Дрейф поля регистрировался по изменению частоты линии со временем; в этом случае наиболее эффективная коррекция резуль-

татов осуществлялась путем поочередного измерения частот каждой из двух подлежащих сравнению линий и последующего сравнения их в любой момент времени графическим или иным методом.

Чтобы уменьшить интервалы времени между наблюдениями последовательных линий (т. е. для минимизации поправок на дрейф поля), при измерениях производился только один отсчет частоты для каждой линии». Это означает, что резонансная кривая не снималась целиком, а наблюдатель записывал для каждой линии лишь значение, соответствующее максимальному ослаблению интенсивности пучка, которая регистрировалась для каждой линии наиболее подходящим способом.

После предварительной работы, позволившей убедиться в том, что частоты действительно могут быть определены с точностью до  $1/20\,000$ , они несколько раз сравнивались между собой. Мы подробно опишем лишь одно из таких сравнений между натрием и галлием; это поможет читателю получить общее представление о методике в целом.

«Три линии в спектре натрия, характеризующиеся максимальной чувствительностью к полю, измерялись попеременно с двумя линиями спектра галлия». Эти линии обозначались определенным образом, как показано в табл. 8.1. Результаты измерений приведены в табл. 8.2,

Таблица 8.1

Обозначения линий, использованных при сравнении спектров натрия и галлия. Все линии натрия принадлежат состоянию  $^2S_{1/2}$ ; все линии галлия — состоянию  $^2P_{1/2}$  [Phys. Rev., 74, стр. 257, табл. V (1948)]

Обозначение линии	$(F, m_F) \leftrightarrow (F', m'_F)$
NaI	$(2, -2) \leftrightarrow (2, -1)$
NaII	$(1, 0) \leftrightarrow (1, -1)$
NaIII	$(2, 0) \leftrightarrow (2, -1)$
GaI	$(1, 0) \leftrightarrow (1, -1)$ $^{69}\text{Ga}$
GaII	$(2, 0) \leftrightarrow (2, -1)$ $^{69}\text{Ga}$

В первой колонке дано время наблюдения, а в других — измеренные частоты линий (в МГц). Непосредственно под значениями частот записаны значения  $H'$  (в скобках),



Таблица 8.2

Измеренные частоты и значения  $H'$  для некоторых линий  
в спектре натрия и галлия [Phys. Rev., 74,  
стр. 258, табл. VII (1948)]

Время измерения, мин.	NaI	NaII	NaIII	GaI	GaII
6.30				91,093 (529,97)+0,00	
6.40					90,319 (529,93)−0,01
6.50			260,32 (531,16)+0,00	91,087 (529,93)+0,01	
7.05		261,17 (531,14)−0,02			
7.05					
7.15	417,33 (531,15)+0,02				
7.40				91,060 (529,78)−0,01	
7.40					90,295 (529,79)+0,00
7.58			260,27 (531,02)−0,01		
8.02		261,12 (531,01)−0,01			
8.14	417,17 (531,00)+0,01				
8.28				91,038 (529,65)−0,02	
8.35					90,275 (529,68)+0,02
8.45			260,21 (530,89)+0,00		
8.49		261,05 (530,85)−0,05			
9.10	417,04 (530,88)+0,03				
9.10	417,05 (530,89)+0,04				
9.26				91,014 (529,52)−0,01	
9.26					90,218 (529,52)−0,0

вычисленные в предположении о том, что  $g_J(^2S_{1/2}) = 2$  и  $g_J(^2P_{1/2}) = 2/3$ . Величина, стоящая правее  $H'$ , — это разность между наблюдаемым значением  $H'$  и тем, которое вычислялось по методу наименьших квадратов на основе экспериментальных данных.

Результаты представлены на рис. [8.1]. Оценка по методу наименьших квадратов изменения  $H'$  со временем для Na и Ga дает, как и ожидалось, в обоих случаях почти совпадающую скорость дрейфа поля<sup>1</sup>. Одновре-

<sup>1</sup> Таблица показывает не только дрейф поля и наличие реального  $\Delta H'$ , но и время, необходимое для смены и регулировки печей, а также для изменения частотного диапазона.

менная обработка по методу наименьших квадратов обеих совокупностей точек для линий (при одинаковой скорости дрейфа поля) приводит к следующему результату:

$$\begin{aligned} \text{Na: } H' &= 531,319 - 0,002475t, \\ \text{Ga: } H' &= 530,036 - 0,002475t. \end{aligned} \quad (8.3)$$

Здесь время  $t$  измеряется в минутах, начиная с шестой. Различие между наблюдаемым и вычисленным значениями указано в таблице... Различие в значениях  $H'$  для

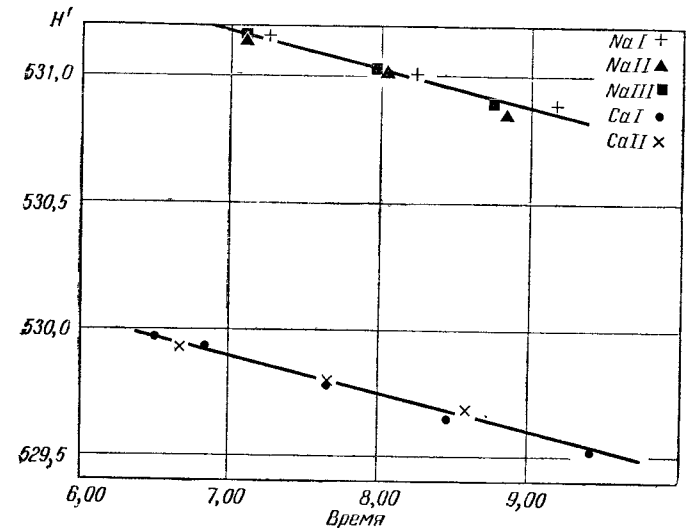


Рис. 8.1. Зависимость значений  $H'$  от времени, вычисленная по результатам наблюдений, приведенных в табл. 8.1, показывающая влияние дрейфа тока через магнит [Phys. Rev., 74 (1948), стр. 259, рис. 2].

Na и Ga составляет  $531,319 - 530,036 = 1,283$ ; этому значению мы приписываем случайную ошибку  $\pm 0,030$ , что составляет сумму средних отклонений  $H'$ , определенных из (8.3), от вычисленных по отдельным измерениям линий Na и Ga...

«Полагая  $g_J(^2S_{1/2}) = 2$  и  $g_J(^2P_{1/2}) = 2/3$ , находим, что отношение эффективных полей, вычисленных для Na и

Ga, составляет  $1,00242 \pm 0,00006$ . Чтобы удовлетворить условию неизменности магнитного поля при измерениях частот линий Ga и Na, следует положить

$$\frac{g_J(^2S_{1/2}\text{Na})}{g_J(^2P_{1/2}\text{Ga})} = 3(1,00242 \pm 0,00006),$$

где принимается, что отклонения значений  $g_J$  от номинальных малы».

В общей сложности было проведено три независимых сравнения для четырех различных атомных состояний. Хотя, как указывалось ранее, отклонения от ожидаемых значений могли быть вызваны расхождениями как в  $g_L$ , так и в  $g_S$ , Куш и Фоли предпочли интерпретировать их полностью за счет модификации в  $g_S$ , т. е. в терминах отличной от нуля величины  $\delta_S$ , введенной в уравнении (8.2). Результаты представлены в табл. 8.3. Как

Таблица 8.3

Измеренные отношения значений  $g_J$  атомов и соответствующие значения  $\delta_S$  [Phys. Rev., 74, стр. 262, табл. X (1948)]

Экспериментальное отношение	$\delta_S$
$g_J(^2P_{3/2}\text{Ga})/g_J(^2P_{1/2}\text{Ga}) = 2(1,00172 \pm 0,00006)$	$0,00114 \pm 0,00004$
$g_J(^2S_{1/2}\text{Na})/g_J(^2P_{1/2}\text{Ga}) = 2(1,00242 \pm 0,00006)$	$0,00121 \pm 0,00002$
$g_J(^2S_{1/2}\text{Na})/g_J(^2P_{1/2}\text{In}) = 2(1,00243 \pm 0,00010)$	$0,00121 \pm 0,00005$

указывали авторы, «различие между значением  $\delta_S$ , полученным по измерениям линии  $^2P_{1/2}(\text{Ga}) - ^2P_{1/2}(\text{Ga})$  и аналогично линии  $^2P_{1/2}(\text{Ga}) - ^2S_{1/2}(\text{Na})$ , по-видимому, является реальным», несмотря на то что оно находится на пределе указанной выше погрешности. Однако Куш и Фоли предполагали, что это различие можно объяснить «за счет малых отклонений свойств реальных атомных систем от тех, на которых неявно строилась теория, используемая для анализа экспериментальных данных». В любом случае, по мнению авторов, «численные резуль-

таты не зависят от точных значений любой из фундаментальных атомных констант».

Куш и Фоли рассматривали согласие между значениями как «очень сильный аргумент в пользу гипотезы о том, что фундаментальное спиновое гиромагнитное отношение в действительности отличается от принятого целочисленного значения». Они проанализировали «различные возмущения электронных состояний, которые в принципе могли вызвать отклонения значений атомного  $g$ -фактора от тех, которые даются формулой связи», и заключили, что такие возмущения могли бы в лучшем случае дать лишь поправки, «не выходящие за пределы ошибки эксперимента». Таким образом, окончательно  $g_S = 2(1,00119 \pm 0,00005)$  было принято как наилучшее значение гиромагнитного отношения, которое вообще может быть получено в данных экспериментах.

Однако вопрос оставался по-прежнему открытым, хотя в том же выпуске *The Physical Review*, где содержалось второе письмо Куша и Фоли, было опубликовано сообщение Юлиана Швингера, получившего на основании теоретического расчета величину  $g_S = 2 \cdot 1,0016$ . Тем не менее, как заявил Куш в своей Нобелевской лекции, «важность наблюдения аномального магнитного момента электрона частично состоит в том, чтобы показать пригодность методов квантовой электродинамики для описания законов природы».

В заключение этой главы интересно отметить, что аномальное значение  $g_S$ -фактора для электрона было почти открыто десятилетием раньше. В 1934 г. А. Е. Кинслер из Калифорнийского технологического института исследовал возможность применения эффекта Зеемана как способа оценки удельного заряда электрона  $e/m$ . Чтобы определить эту величину из данных по измерениям разностей длин волн, необходимо, помимо измерений магнитного поля с высокой степенью точности, знать, как связан момент отдельного электрона со спиновым и орбитальным моментами. Существуют, однако, некоторые величины или их комбинации, не зависящие от характера этой связи. Одну из этих комбинаций можно получить с помощью соотношения, называемого *правилом  $g$ -сумм*, согласно которому сумма значений  $g_J$  для всех состояний с данным  $J$ , образованных из данной комбинации одноэлектронных состояний,

не зависит от характера спин-орбитальной связи. Кинслер предпринял проверку этого правила, используя два состояния неона, в которых пять электронов находилось в  $2p$ -состояниях и один — в  $3s$ -состоянии. Для неона очень хорошо выполняются условия, упомянутые ранее в этой главе, при которых  $L$  и  $S$  являются приближенными интегралами движения. Поэтому эти два состояния можно обозначать, согласно схеме, как  $^1P_1$  и  $^3P_1$ . Используя рассмотренные выше уравнения для вычисления  $g_J$ , получим

$$g_J(^1P_1) = g_L, \quad g_J(^3P_1) = \frac{1}{2}(g_L + g_S), \quad (8.4)$$

следовательно, правило  $g$ -сумм запишется так:

$$\sum g_J = \frac{3}{2} g_L + \frac{1}{2} g_S.$$

Измерения Кинслера дали следующий результат:

$$g_J(^1P_1) = 1,0350 \pm 0,0007, \\ g_J(^3P_1) = 1,4667 \pm 0,009.$$

Расхождение со значениями, полученными из уравнения (8.4), значительны, однако их можно отнести на счет несовершенства теоретического описания в терминах  $L$  и  $S$ . Однако правило  $g$ -сумм, которое не должно зависеть от этого описания, приводит к значению

$$\sum g_J = 2,5017.$$

Кинслер попросту сложил ошибки для каждого из  $g$ -факторов и привел полную ошибку, которая была равна 0,016, так что расхождение с правилом  $g$ -сумм оказалось совершенно незначительным. Куш, однако, заметил, что «эта ошибка, по-видимому, без необходимости завышена». Если индивидуальные ошибки были независимы, наилучшей оценкой результата был бы квадратный корень из суммы квадратов ошибок, т. е. 0,0011, и тогда расхождение стало бы достаточно большим, чтобы его следовало рассматривать всерьез. Как видно, это расхождение соответствует значению 0,0017 для  $\delta_S$ , тогда как, согласно результатам Куша, оно равно 0,0012.

Даже если бы Кинслер доверял своему результату, тон его статьи позволяет предположить, что он приписал бы это расхождение скорее неприменимости правила  $g$ -сумм, чем аномальному значению  $g_S$ . Вот какие тонкости порой влияют на ход событий!<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Интересно отметить, что идейно более простая постановка опыта — определение прецессии спина в магнитном поле за интервалы времени, кратные обращению свободного электрона по циклотронной орбите в том же поле, — была осуществлена значительно позднее (Крейн Г., **УФН**, 1968, **96**, 153). Именно таким способом был измерен  $g$ -фактор электрона  $g_{1/2} = 1,0011596567$  с точностью  $3,5 \cdot 10^{-9}$ . Эта величина самая точная из всех мировых постоянных (Wesley J. C., A. Rich, *Physical Review*, 1971, **A4**, 1341). — *Прим. ред.*

## ТРАНЗИСТОР

Наверное, ни одно из открытий современной физики не повлияло столь непосредственно на жизнь людей, как транзистор. Благодаря своим преимуществам перед электронной лампой транзистор совершил революцию в области электронных средств связи и обеспечил создание и широкое использование быстродействующих ЭВМ с большим объемом памяти. Наиболее очевидные преимущества транзистора: он имеет малый объем, работает при меньших значениях напряжений, не требует громоздких источников питания, у него отсутствует нагреваемый катод, требующий времени на разогрев и отвод тепла. И наконец, еще одно важное свойство транзистора, которое особенно ценно при его применении в ЭВМ, — это малое количество потребляемой энергии в расчете на один бит информации<sup>1</sup> и его исключительная долговечность. Изобретение транзистора действительно явилось знаменательной вехой; не удивительно, что его авторы — Джон Бардин, Уолтер Браттейн и Уильям Шокли — были удостоены Нобелевской премии по физике за 1956 г.

Однако в отличие от большинства описанных в этой книге открытий история создания транзистора — это не есть история какого-либо одного тщательно поставленного эксперимента. Напротив, как мы увидим в этой главе, открытие транзистора оказалось лишь одним из этапов весьма обширной программы по исследованию полупроводников, проводимой группой совместно работающих ученых. Среди них были не только физики, но и специалисты по электронике, физической химии и металлловедению. Как говорил Бардин в своей Нобелев-

<sup>1</sup> Как сообщалось, эта энергия для транзистора сравнима с энергией, используемой нейронами головного мозга.

ской лекции, «общая цель программы состояла в том, чтобы как можно глубже разобраться в явлениях, наблюдаемых в полупроводниках, причем не эмпирически, а объяснить их на основе атомной теории». Собственно, Нобелевская премия была присуждена названным ученым даже не за изобретение транзистора, а за осуществление исследовательской программы в целом. Тем не менее Бардин отмечал, что, «помимо собственно научного интереса, важная причина выбора полупроводников в качестве перспективной области исследования состояла во все расширяющихся многочисленных применениях их в электронных устройствах, к каковым в 1945 г. относились преимущественно диоды, варисторы и термисторы. В течение долгого времени существовала надежда создать триод, или усилитель, на полупроводниках». Таким образом, хотя первоначально целью работы не ставилось создание такого устройства, эта возможность всегда имелась в виду.

Чтобы понять дальнейшее, необходимо вспомнить некоторые свойства полупроводников. Начало серьезных исследований в этой области восходит по крайней мере к 1833 г., когда Майкл Фарадей обнаружил, что проводимость полупроводников (он работал с сульфидом серебра) растет с повышением температуры — в противоположность проводимости металла, которая в этом случае уменьшается. В конце прошлого столетия были установлены три других важных свойства: возникновение электродвижущей силы при освещении полупроводника, используемого в качестве одного из электродов в электролитической ванне<sup>1</sup>; рост проводимости полупроводника при его освещении; выпрямляющее свойство контакта между металлом и полупроводником<sup>2</sup>. Следует заметить, что два метода резкого изменения проводимости полупроводника — путем нагрева и освещения — были открыты довольно давно. Транзисторный эффект добавил к ним третий метод, позволяющий управлять проводимостью посредством тока.

<sup>1</sup> Этот эффект был открыт Эдмоном Беккерелем, отцом Анри Беккереля — первооткрывателя радиоактивности.

<sup>2</sup> Точнее говоря, имеется в виду факт, что отношение тока к напряжению в таком устройстве не является постоянным, т. е. не описывается законом Ома, а зависит как от знака, так и от величины напряжения.

В 20-е годы эффект возникновения фото-ЭДС и выпрямляющее свойство полупроводников начали практически использоваться; при этом стало выясняться, что оба эти эффекта представляют собой поверхностные явления, тогда как фотопроводимость и отрицательный температурный коэффициент сопротивления связаны с объемом материала. К концу этого десятилетия было установлено, что проводимость зависит как от числа носителей заряда в единице объема, так и от их подвижности (последняя определяется отношением дрейфовой скорости носителей в электрическом поле к величине этого поля). В начале 30-х годов измерения эффекта Холла<sup>1</sup> в полупроводниках показали, что для них обе эти величины значительно отличаются от аналогичных величин для металлов. Плотность числа носителей в металлах почти постоянна, причем не только при переходе от одного металла к другому, но и при изменении температуры. В полупроводниках плотность числа носителей изменяется от одного образца к другому (даже если они изготовлены из одного материала), сильно возрастает с температурой и на несколько порядков меньше, чем в металлах.

Подвижность носителей существенно изменяется при переходе от одного материала к другому как в металлах, так и в полупроводниках; она падает с увеличением температуры<sup>2</sup>, и рост сопротивления металлов связан именно с этим эффектом, тогда как в полупроводниках последний перекрывается ростом плотности носителей.

Эффект Холла позволяет определить не только число, но и знак носителей заряда, по крайней мере доминирующих в процессах электропереноса. В некоторых полупроводниках при не слишком высоких температурах были обнаружены носители положительного знака; в других — преимущественно соединениях, а не простых элементах (например, окислах меди или цинка) — знак

<sup>1</sup> Эффект Холла состоит в следующем: если ток течет по проводнику перпендикулярно магнитному полю, между сторонами проводника возникает разность потенциалов (т. е. она направлена перпендикулярно как току, так и магнитному полю).

<sup>2</sup> Если отвлечься от тонких эффектов, это утверждение, справедливое для металлов, для полупроводников неверно. В последних подвижность максимальна при температурах ~ 50—100 К. Расстояние причины этого явления выходит за рамки данной книги. — *Прим. ред.*

основных носителей часто оказывался зависящим от очень малых отклонений в составе полупроводника от точной химической формулы. Так, если в  $\text{Si}_2\text{O}$  не хватало нескольких миллионных долей  $\text{Cu}$ , носители были положительными; если не хватало столь же малого количества  $\text{O}$  в  $\text{ZnO}$ , они были отрицательными. Однако при высоких температурах (комнатной и выше) проводимость всегда была обусловлена преимущественно отрицательными носителями, плотность которых еще могла изменяться от одного вещества к другому, но была одинаковой для разных образцов одного и того же вещества.

С развитием квантовомеханических представлений о поведении электронов в твердых телах А. Х. Вильсону в 1931 г. удалось создать модель полупроводника, отражающую многие из названных свойств. Модель, схематически изображенная на рис. 9.1, основана на том факте, что в твердом теле дискретные энергетические уровни электронов отдельных атомов размываются практически в непрерывные полосы (зоны), разделенные «щелями» — значениями энергии, которые электроны не могут принимать. Электроны, находящиеся в полностью заполненных зонах, — в противоположность электронам не полностью заполненных зон — не могут участвовать в создании электрического тока. Металлическая проводимость возникает тогда, когда высшая из занимаемых электронами зон заполнена лишь частично, так что большая часть электронов может участвовать в создании тока; этот случай представлен на рис. 9.1, а. В идеально чистом полупроводнике высшая из занятых зон полностью заполнена при абсолютном нуле температур, а следующая за ней более высокая зона абсолютно пуста<sup>1</sup>. Однако разделяющая эти зоны энергетическая щель  $E_g$  мала — порядка одного электрон-вольта. Вероятность того, что электрон в результате теплового возбуждения преодолет эту щель при температуре  $T$ , пропорциональна  $\exp(-E_g/kT)$ , где  $k$  — постоянная Больцмана, равная  $8,617 \cdot 10^{-5}$  эВ/К,  $T$  — абсолютная температура<sup>2</sup>.

<sup>1</sup> Высшая из полностью заполненных при абсолютном нуле температуры зон в идеальном кристалле называется *валентной зоной*; следующая за ней зона называется *зоной проводимости*.

<sup>2</sup>  $\exp(x) = e^x$ , где  $e = 2,31828$ .

Таким образом, для не слишком низких температур, значительное число электронов<sup>1</sup> окажется в зоне проводимости, где они смогут принять участие в создании тока (рис. 9.1, б). Именно эта схема объясняет основную часть перечисленных выше высокотемпературных эффектов. Кроме того, согласно квантовой теории, отсутствие электрона в занятом при обычных условиях состоянии эквивалентно наличию положительного заряда, называемого *дыркой*. Такие дырки, возникающие в валентной зоне при тепловом возбуждении, также вносят вклад в высокотемпературную, или *собственную*, проводимость, однако их подвижность ниже подвижности электронов.

Низкотемпературное поведение полупроводников объясняется при помощи модели, учитывающей дефекты кристаллической решетки. Например, в окиси меди с избытком кислорода каждое незанятое место меди означает недостаток одного электрона по сравнению с тем, что необходимо для заполнения валентной зоны, т. е. приводит к появлению дырки. При очень низких температурах дырка привязана к вакантному узлу; однако энергия, необходимая для высвобождения дырки, значительно меньше ширины щели и по порядку величины равна 0,1 эВ; поэтому дырка может участвовать в проводимости уже при низких температурах. Этот процесс можно описать иначе, считая, что указанный вид дефекта приводит к возникновению дополнительного энергетического уровня для электронов, расположенного немного выше потолка валентной зоны. Этот уровень не заполнен при очень низких температурах, однако с повышением температуры электрон из валентной зоны может быть термически возбужден на этот уровень; при этом в валентной зоне останется дырка, способная участвовать в создании проводимости (эта ситуация изображена на рис. 9.1, в). Дополнительный локализованный уровень называется *акцепторным*. Акцепторные уровни и соответствующие им состояния могут также вызываться наличием атомов примеси, которые не обладают достаточным «комплексом» электронов, осуществляющих межатомную связь: например, трехвалент-

ным атомом галлия в кристалле четырехвалентного элемента — кремния или германия. Аналогично дефекты,

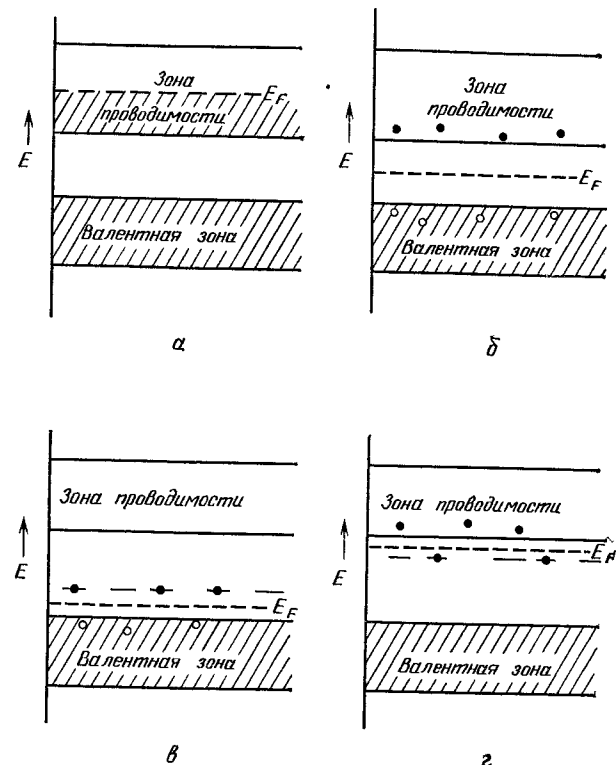


Рис. 9.1. Схематическое изображение уровней энергии в металле (а). Валентная зона (как и в частях б—г) и заполненная часть зоны проводимости заштрихованы

Уровни энергии в собственном полупроводнике (б)  
Светлые кружки в валентной зоне — дырки, оставшиеся при тепловом возбуждении электронов (темные кружки) в зону проводимости.

Уровни энергии в примесном (акцепторном) полупроводнике (в).  
Электроны, возбужденные из валентной зоны, переходят теперь на донорные уровни (горизонтальные черточки).

Уровни энергии в примесном (донорном) полупроводнике (г).  
Электроны возбуждаются в зону проводимости с донорных уровней. Уровень Ферми обозначен  $E_F$ .

приводящие к избытку электронов, — избыточное число атомов металла в металлических окислах или сульфидах либо пятивалентная примесь (мышьяк или фосфор) в

<sup>1</sup> При комнатной температуре ( $T = 300 \text{ K}$ ) и  $E_g = 1 \text{ эВ}$  значенные экспоненты равно примерно  $10^{-17}$ . Поскольку в заполненной зоне твердого тела имеется  $\sim 10^{23}$  электронов/см<sup>3</sup>, это означает, что около  $10^6$  электронов/см<sup>3</sup> возбуждены в зону проводимости.

четырёхвалентном кристалле — вызывают появление энергетических уровней немного ниже дна зоны проводимости. Такие уровни, изображенные на рис. 9.1, 2, называются *донорными*, и требуется относительно небольшая тепловая энергия, чтобы возбудить электрон с одного из таких уровней и перевести его в зону проводимости.

На каждой части рис. 9.1 указано специфическое значение энергии (или уровень) Ферми  $E_F$ . Это значение приблизительно определяется как энергия такого уровня (если он существует), вероятность занятия которого электроном равна  $1/2$ . В металле энергия Ферми совпадает с энергией наивысшего уровня, занятого при абсолютном нуле температуры. В собственном полупроводнике уровень Ферми лежит в середине запрещенной зоны; в примесном полупроводнике он сдвигается из этого положения, причем величина и направление сдвига зависят от относительных значений концентраций свободных электронов  $n_e$  и дырок  $n_h$ : уровень сдвигается вверх, если  $n_e > n_h$ , и вниз, если  $n_e < n_h$ <sup>1</sup>. Важность понятия энергии Ферми состоит в том, что она совпадает с химическим потенциалом в термодинамике и поэтому при термодинамическом равновесии должна иметь одинаковые значения по обеим сторонам границы фаз или поверхности раздела. Когда два различных твердых тела приводятся в контакт, это совпадение значений достигается за счет относительного роста потенциала одного из тел (явление контактной разности потенциалов).

Тепловое возбуждение не единственный способ перевода электрона на более высокий энергетический уровень. Фотоны также могут сообщить электрону необходимую энергию, если их частота достаточно велика, иначе говоря, энергия фотона  $h\nu$  должна быть по крайней мере равна требуемой энергии возбуждения. Поэтому возбуждение примесных состояний может быть вызвано излучением с весьма большой длиной волны, тогда как возбуждение с преодолением всей запрещенной зоны могут вызвать лишь фотоны со сравнительно

короткой длиной волны. Следует, однако, заметить, что при комнатных температурах практически все акцепторные уровни уже заполнены, а все донорные уровни пусты, так что почти все акты фотовозбуждения приводят к появлению пар электрон — дырка.

Таким образом, данная модель весьма успешно объясняет те черты поведения полупроводника, которые связаны с его объемными свойствами, однако, по существу, ничего не говорит о поверхностных явлениях. Один из возможных подходов к объяснению таких явлений состоит в том, чтобы связать их с существованием на поверхности металла двойного электрического слоя. Об этом было известно уже в начале нашего столетия; наличие такого слоя необходимо для объяснения скачка потенциала (обнаруживаемого, например, по термоионной работе выхода) между внутренней и внешней областями металла. В 1917 г. Я. Френкель из Петроградского (теперь Ленинградского) университета дал в *The Philosophical Magazine* следующее качественное объяснение существованию такого слоя.

«Представим себе поверхность, проходящую через самые внешние ядра и назовем ее для краткости поверхностью тела. Половина электронов, обращающихся вокруг этих ядер, будет находиться вне этой поверхности; то же справедливо и для многих других электронов, принадлежащих ядрам, расположенным от поверхности на расстоянии, не превышающем радиуса наибольшей электронной орбиты. Этот радиус, соответствующий «валентным» электронам, можно отождествить с радиусом атома  $r$ . Таким образом, слой толщиной  $r$  вблизи поверхности будет заряжен положительно вследствие того, что часть электронов, продолжая принадлежать своим ядрам, остается вне поверхности и образует при этом по другую сторону поверхности отрицательно заряженный слой той же толщины  $r$ ». В результате развития квантовой теории расчеты Френкеля и позднее Бардина получили более твердую количественную основу.

Согласно принятой концепции, когда два разнородных металла приводятся в эффективный контакт, заряды двойного слоя перераспределяются, вследствие чего возникает поток электронов от одного металла к другому, который прекращается после выравнивания уровней

<sup>1</sup> Точное значение энергии Ферми  $E_F = E_{F_0} + \frac{1}{2} kT \ln(n_e/n_h)$ , где  $E_{F_0}$  — энергия Ферми для беспримесного (собственного) полупроводника,  $\ln$  — натуральный логарифм.

Ферми (рис 92, а) Оставшийся двойной электрический слой объясняет существование характерной разности потенциалов. Следует отметить, что, поскольку электроны проводимости в металле, по существу, свободны, описанное перераспределение и поток зарядов не приводят к заметному изменению состояния внутри металлов.

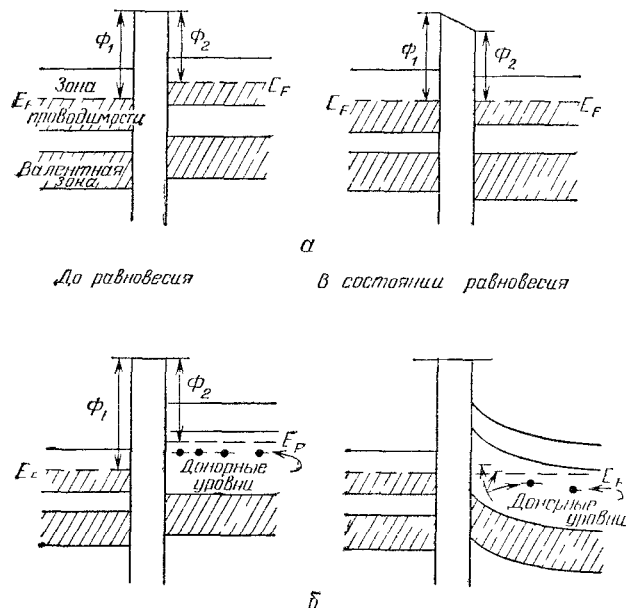


Рис 9.2. Схема уровней энергии при контакте между двумя металлами (а) и между металлом и примесным полупроводником (б) ( $\Phi$  — работа выхода)

Однако в случае контактов металла и полупроводника или двух полупроводников следует ожидать совершенно других результатов.

Рассмотрим для определенности контакт между металлом и донорным полупроводником, показанный на рис. 9.2, б. До того как установилось равновесие, электроны в донорных состояниях имеют энергии, равные или превосходящие энергии вакантных уровней в металле, так что в процессе установления равновесия внутри полупроводника (в области, близкой к поверхности) создается суммарный положительный заряд.

В этом случае, однако, не происходит существенного пополнения электронами изнутри, так что соответствующие уровни энергии остаются неизменными. Суммарный эффект, как показано, сводится к возникновению слоя объемного заряда, образующего барьер, препятствующий переходу электронов между зонами проводимости двух веществ.

Разумеется, в случае контакта двух металлов также возникает подобный барьер, однако вследствие его малой ширины ( $\sim 10^{-8}$  см) и благодаря туннельному эффекту он не создает значительного сопротивления для тока. Напротив, при контакте металл — полупроводник толщина барьера достигает  $10^{-4}$  см и сколько-нибудь заметный туннельный ток становится невозможным<sup>2</sup>. Однако при обычных температурах существует достаточное число термически возбужденных электронов, обеспечивающих заметную проводимость через барьер. Барьер имеет несимметричную форму, и его высота различна в зависимости от направления приложенного напряжения. Н. Ф. Мотт в Англии, Б. Давыдов в СССР и особенно Вальтер Шоттки в Германии с учетом этих соображений сформулировали в 1939 г. теорию выпрямляющего действия такого контакта.

Примерно в 1940 г. Расел С. Оль, работавший в лаборатории компании «Белл телефон», обеспокоенный нестабильностью свойств кремния в применявшихся тогда радиодетекторах типа «кошачьи усы», обратился к химикам и металловедам, попросив их попытаться сделать материал более однородным, используя для этого дополнительную очистку. Это задание рассматривалось как весьма срочное, поскольку во время второй мировой войны полупроводниковые диоды с точечным контактом

<sup>1</sup> В щелочно-галогидных соединениях слой может быть сделан еще большим, и в 1938 г. Р. Хильшу и Р. У. Полю удалось ввести электрод в кристалл бромистого калия и использовать его как управляющую сетку триода. Однако это устройство можно было использовать лишь при частотах порядка 1 Гц.

<sup>2</sup> Как известно, внутри проводника отсутствует постоянное электрическое поле. Оно может существовать только вблизи поверхности и (падает на расстоянии, называемом радиусом экранирования. Этот радиус тем меньше, чем выше скорость электронов (тепловая или фермиевская) и концентрация носителей. Последнее обстоятельство играет основную роль в различии металлов и полупроводников — Прим ред.



были очень нужны для радаров и других электронных устройств. Работа была поручена Дж. Х. Скаффу, Х. С. Тойереру и Е. Е. Шумахеру. Им удалось не только получить материалы значительно большей чистоты, чем это было ранее возможно, но и контролировать тип дефектов и примесей; вскоре они обнаружили, что проводимость вызывалась в основном малыми долями этих примесей. Именно тогда Оль ввел термины «*n*-тип» или «*p*-тип» для кремния, так как слабый ток возникал в точечном контакте, когда кремний служил отрицательным или положительным электродом соответственно. Исследователи установили также, что примеси имеют тенденцию оставаться в расплаве при затвердевании образца<sup>1</sup>, однако эта тенденция выражена по-разному для двух типов примесей, характеризующих материалы *n*-типа и *p*-типа. Так, если расплавленный образец охлаждался и затвердевал со стороны одного конца, то этот конец становился полупроводником *n*-типа, а противоположный — полупроводником *p*-типа. Скафф, Тойерер и Шумахер в дальнейшем смогли также выделить сами примеси. Они показали, что элементы пятой группы периодической таблицы элементов вели себя как доноры, и с ними получали материалы *n*-типа, тогда как элементы третьей группы являлись акцепторами и приводили к материалам *p*-типа. В 1946 г. была создана группа при лаборатории «Белл телефон» во главе с Уильямом Шокли. Исследователи решили остановить свой выбор на кремнии и германии, а не на более широко используемых окислах меди и цинка; такой выбор был обусловлен двумя обстоятельствами: во-первых, с элементами было легче работать, чем с соединениями; во-вторых, как говорилось выше, соответствующая технология материалов была уже достаточно развита<sup>2</sup>.

<sup>1</sup> Эта тенденция была использована более полно примерно 15 лет спустя при разработке способа очистки, называемого методом зонной плавки. В этом методе зона плавления передвигается от одного конца стержня к другому. Примеси имеют тенденцию оставаться в зоне расплава и таким образом собираются на одном конце. Повторяя такие «проходы», с помощью этого метода удается получить одни из самых чистых на сегодняшний день материалов.

<sup>2</sup> Разумеется, не вся работа выполнялась в лабораториях фирмы «Белл». Важные вклады — как научные, так и технологические — внесли группы при Университете Пердью и Массачусетском технологическом институте, а также английские исследователи.

Примерно в это время стало ясно, что существующая теория выпрямления тока не вполне адекватна. Согласно этой теории, выпрямляющее действие контакта должно было зависеть от работы выхода электрона из металла, что не подтверждалось экспериментально. Теория предсказывала также существование контактной разности потенциалов между кремнием *p*- и *n*-типа, не обнаруженной в экспериментах. Наконец, в соответствии с этой теорией, контакт между двумя полупроводниками из одного материала, но разного типа (*p*- и *n*-) должен был служить хорошим выпрямителем, тогда как в действительности подобный контакт сходен с двумя включенными навстречу друг другу выпрямителями.

И еще один экспериментальный факт казался на первый взгляд непонятным. Шокли предположил, что слоем объемного заряда можно управлять при помощи электрического поля, и если образец настолько тонок, что этот слой составляет заметную его часть, то это должно привести к изменению тока, текущего вдоль поверхности, и его усилению. Был поставлен эксперимент, однако его результаты не были опубликованы, поскольку эффект оказался гораздо меньше, чем ожидалось вначале<sup>1</sup>.

Позднее Браттейн писал: «Группа в целом постепенно осознавала, что все эти результаты имели некоторую общую причину, и именно Бардин успешно объяснил их, дополнив рассмотрение идей поверхностных состояний<sup>2</sup>. Эта идея состоит в том, что электроны захватываются поверхностью полупроводника и он приходит в равновесие со своей поверхностью до того, как образец приводится в какой-либо электрический контакт. Это, разумеется, предполагает наличие в полупроводнике слоя объемного заряда, равного по величине и противоположного по знаку заряду, захваченному поверхностью. Следовательно, изменение электростатического потенциала между внутренней областью полупро-

<sup>1</sup> Здесь автор допускает ошибку. Результаты эксперимента Шокли, трактуемые в рамках модели, которая учитывала наличие поверхностного заряда, были опубликованы в статье Schockley W., Pearson G. L., *Physical Review*, 1948, 74, 232. — *Прим. ред.*

<sup>2</sup> Понятие поверхностных состояний было введено несколькими годами раньше И. Гаммом в СССР (удостоенным впоследствии Нобелевской премии за работы в области испускания электромагнитного излучения частицами, быстро движущимися в веществе), а затем изучено многими исследователями, в первую очередь Шокли.

водника и его поверхностью, необходимое для выпрямления, является свойством полупроводника и его поверхности независимо от наличия контакта с металлом».

Это предположение не только объясняло независимость выпрямляющего действия контакта от природы металла. Оно объясняло также неудачу исследователей при попытке объяснить эффект воздействия поля эффективной экранировкой внутренней части полупроводника электронами в поверхностных состояниях.

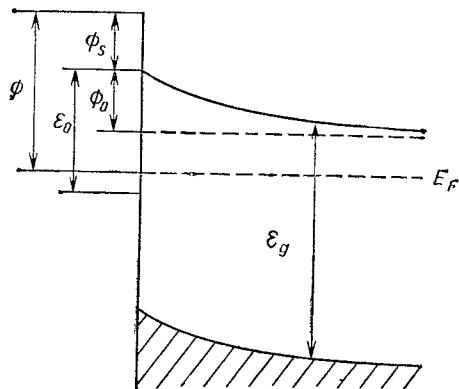


Рис. 93 Схема уровней энергии для состояний на и вблизи поверхности полупроводника, учитывающая поверхностные состояния [Phys. Rev., 71 (1947), стр. 722, рис. 3].

Основные качественные черты теории помогает понять рис. 9.3.

«Нижнее состояние (дно) зоны проводимости и высшее состояние (потолок) заполненной валентной зоны полупроводника разделены энергетической щелью  $\epsilon_g$ . Предполагается, что распределение поверхностных состояний таково, что они не дают суммарного заряда, если они заполнены до уровня  $\epsilon_0$ , находящегося ниже зоны проводимости. Поскольку уровень Ферми пересекает поверхность выше уровня  $\epsilon_0$ , поверхность будет заряжена отрицательно. Соответствующий заряд обусловлен электронами, находящимися в состояниях между  $\epsilon_0$  и уровнем Ферми. Рисунок относится к полупроводнику с избытком электронов. [Сноска авторов к этой фразе гласит: «Такой полупроводник, по-видимому, проще рас-

сматривать, чем полупроводник, обедненный электронами. Впрочем, все результаты, полученные для одного случая, применимы и для другого при соответствующем изменении знаков носителей зарядов».] В объеме полупроводника уровень Ферми равен энергии  $\zeta$  и располагается ниже зоны проводимости. Область объемного заряда простирается в глубь полупроводника примерно на расстояние  $l$  и приводит к росту потенциальной энергии на поверхности на величину  $\phi_0$ .

Величина и протяженность объемного заряда внутри от свободной поверхности определяется плотностью поверхностных состояний. При нулевом внешнем поле положительный объемный заряд повышает потенциал поверхности на величину, достаточную для компенсации отрицательного поверхностного заряда. Чем больше область положительного объемного заряда, тем выше  $\phi_0$  и тем меньше отрицательный заряд поверхностных состояний. При некотором значении  $\phi_0$  обе величины сравняются, и это значение будет равновесным».

Хотя в пользу этой теории свидетельствовали некоторые уже известные факты, желательно было иметь новые экспериментальные подтверждения. Один из экспериментов основывался на предположении о том, что число поверхностных состояний на единицу энергии должно быть примерно пропорционально концентрации донорных или акцепторных состояний; следовательно, равновесное значение  $\phi_0$ , а следовательно, и контактный потенциал проводника также должны зависеть от концентрации доноров или акцепторов. Это предположение было проверено в работе Браттейна и Шоуки, результаты которой были опубликованы в письмах в редакцию журнала *The Physical Review*.

«Были измерены контактные потенциалы некоторых поверхностей кремния *n*- и *p*-типов. Число донорных и акцепторных примесей в каждом образце определялось по измерениям электрической проводимости и постоянной Холла<sup>1</sup>. Была обнаружена корреляция между концентрацией примеси и контактным потенциалом. Каждая

<sup>1</sup> Постоянная Холла — это коэффициент пропорциональности между величиной поперечного электрического поля, возникающего в эффекте Холла (см. прим. на стр. 170), и произведением плотности тока и магнитного поля,  $E = R_H jH$ . Величина  $R_H$  обратно пропорциональна концентрации носителей.

поверхность обрабатывалась так, что была плоской, а затем слегка шлифовалась порошком карбида кремния при помощи пескоструйного аппарата. Контактный потенциал измерялся в воздухе, в вакууме после отжига при 400 °С, в азоте высокой чистоты и затем снова в воздухе. Результаты приведены в табл. [9.1]. Электрод сравнения был сделан из платины, величина работы выхода которой, по-видимому, находится между 4 и 5 эВ. В таблице приведены средние данные по нескольким измерениям, имеющие точность порядка 0,02 В.

Таблица 9 I

Контактные потенциалы (В) для некоторых кремниевых полупроводниковых образцов после различной обработки их поверхности [Phys. Rev., 72, стр. 345, табл. I (1947)]

Тип полупроводника	Концентрация примесей $N/\text{см}^3$	В воздухе после очистки песком	В вакууме после термообработки	После пребывания в атмосфере азота	После пребывания в воздухе
<i>p</i>	$5,7 \times 10^{20}$	+0,31	-0,27	-0,19	+0,07
<i>p</i>	$1,5 \times 10^{20}$	+0,35	-0,18	-0,10	+0,13
<i>p</i>	$6,5 \times 10^{18}$	+0,30	-0,10	-0,09	+0,17
<i>p</i>	$3,1 \times 10^{17}$	+0,34	+0,04	+0,14	+0,28
<i>n</i>	$6,9 \times 10^{18}$	+0,32	+0,16	+0,27	+0,34
<i>n</i>	$2,3 \times 10^{19}$	+0,37	+0,27	+0,35	+0,39
<i>n</i>	$1,9 \times 10^{20}$	+0,37	+0,30	+0,37	+0,37

...На основе картины поверхностных состояний следовало ожидать, что контактный потенциал между образцами кремния *n*- и *p*-типов будет возрастать по мере увеличения относительной концентрации примесей, приближаясь к значению 1,2 В (ширина запрещенной зоны кремния) как к предельному. Данные таблицы показывают, что после термообработки в вакууме контактная разность потенциалов между двумя типами полупроводников действительно возрастает и достигает порядка 0,6 В для случая контакта кремния *p*-типа ( $5,7 \cdot 10^{20}$  акцепторов) и *n*-типа ( $1,9 \cdot 10^{20}$  доноров). По этим данным можно оценить, что плотность поверхностных состояний в кремнии равна приблизительно  $10^{14}/\text{В} \cdot \text{см}^2$ .

Теория указала также на важность прямого изучения поверхностных свойств. Одно из них, называемое *фотоэлектрическим эффектом*, состоит в изменении контакт-

ного потенциала при освещении. Непосредственно вслед за письмом Браттейна и Шокли последовало письмо Браттейна, где сообщалось об исследовании указанной эффекта.

«На основании картины поверхностных состояний следует ожидать наличия двойного слоя на свободной поверхности полупроводника, причем избыточный заряд поверхностных состояний будет компенсироваться равным ему по величине и противоположным по знаку объемным зарядом полупроводника. При низких температурах требуется значительное время для установления равновесия между поверхностными состояниями и областью объемного заряда. Следовательно, электроны или дырки, возбужденные благодаря поглощению света вблизи поверхности, должны нарушить равновесие. Это нарушение приведет к тому, что заряд поверхностных состояний станет более положительным для полупроводников *n*-типа и более отрицательным — для полупроводников *p*-типа; таким образом, при освещении поверхности изменится контактный потенциал. Предложенный эксперимент проводился на кремнии *n*- и *p*-типов и германии *n*-типа. Изменение контактного потенциала под действием света при температуре  $\sim 120$  К составляло +0,12 В для кремния *n*-типа, -0,08 В для кремния *p*-типа и +0,02 В для германия *n*-типа. Изменения имели предсказанный знак и происходили мгновенно при падении света на поверхность. С прекращением освещения возврат к равновесным условиям происходил, как оказалось, в течение времени порядка нескольких секунд. При комнатных температурах не обнаруживалось никакого изменения потенциала под действием света».

В своей Нобелевской лекции Бардин так описывал использованный в этих экспериментах метод: «Установка, примененная Браттейном для измерения контактного потенциала и наблюдения его изменения при освещении, показана на рис. [9.4]. Электрод сравнения (обычно платиновый) изготовлен в виде сетки, сквозь которую может проходить свет. Заставив электрод вибрировать, можно измерить методом Кельвина<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Метод Кельвина использовался Милликоном для измерения контактных потенциалов в связи с его экспериментами по фотоэлектрическому эффекту (см. Тригг Дж., «Решающие эксперименты», М., «Мир», 1974, гл. 7).

контактный потенциал. Если свет подходящей частоты падает на поверхность, а электрод неподвижен, то изменение потенциала при освещении может быть измерено по изменению напряжения на конденсаторе».

Следующим шагом, как писал Браттейн позднее, была попытка «измерить изменение потенциала поверхности кремния или германия как функцию температуры. Конденсация паров воды из воздуха на холодной поверхности полупроводника мешала проведению эксперимента. Поэтому было решено попробовать погрузить

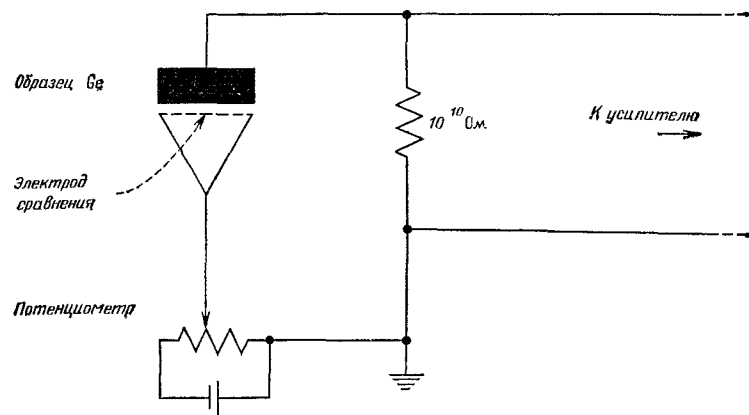


Рис. 9.4. Схема прибора для измерения контактной разности потенциалов и ее изменения при освещении поверхности [Нобелевские лекции по физике, т. III, научное изд-во Elsevier, Амстердам, 1964, стр. 335, рис. 2].

систему в непроводящую жидкость. Установка была приспособлена к измерению контактного потенциала и фото-ЭДС, и при погружении в жидкость наблюдалось значительное изменение величины последней. Некоторые из опробованных жидкостей (например, вода) не были хорошими диэлектриками, а являлись электролитами. Когда я указал на эти явления [другому члену группы, физикохимику] Р. Б. Гибни, он предположил возможность изменения потенциала между поверхностью полупроводника и электродом сравнения. Используя в качестве жидкости электролит, нам удалось сильно увеличить фото-ЭДС; изменяя знак потенциала, мы смогли также добиться того, что фото-ЭДС проходила через ноль и даже изменяла знак. Было признано, что

это, по существу, и есть эффект поля, предсказанный Шокли. Используя электролит, мы можем менять слой объемного заряда и потенциал со стороны внутренней поверхности полупроводника<sup>1</sup>.

С результатами была ознакомлена вся группа. Однажды утром пару дней спустя Бардин зашел ко мне в кабинет и предложил определенную геометрию устройства, в котором мог быть использован этот эффект усиления. Я предложил пойти в лабораторию и проверить

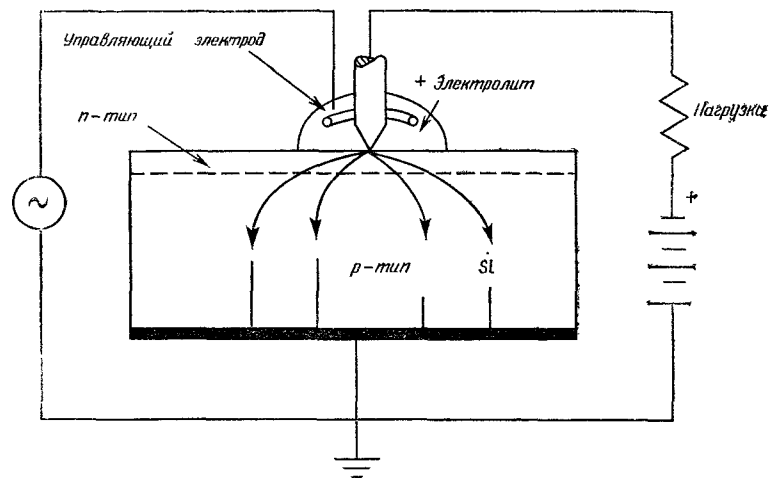


Рис. 9.5. Схематическое изображение первого полупроводникового усилителя, созданного Бардином и Браттейном [Нобелевские лекции по физике, т. III, научное изд-во Elsevier, Амстердам, 1964, стр. 336 рис. 10].

это. Мы покрыли металлический наконечник тонким слоем воска и прижали его к куску кремния *p*-типа, поверхность которого была обработана таким образом, что происходил переход к проводимости *n*-типа. Затем мы нанесли вокруг контакта каплю воды и подвели к ней электрод [см. рис. 9.5]. Точка контакта была изолирована от воды слоем воска. Как и следовало ожидать, мы

<sup>1</sup> Бардин в своей Нобелевской лекции также говорил: «Очевидно, ионы, притягиваемые поверхностью, создавали очень большое поле, которое проникало сквозь поверхностные состояния». Впоследствии Браттейн установил, что это непредусмотренное явление указывает скорее на изменение поверхностных состояний под действием приложенного потенциала.

обнаружили, что приложенные между водой и кремнием потенциалы изменяют ток, текущий через металлическое острие в кремнии<sup>1</sup>. В этот день было получено усиление по мощности!»

Действие описанного устройства состоит в следующем. Металлическое острие смещается в «обратном» направлении, а именно в таком, что протекающий ток мал. Частично этот ток состоит из электронов, проходящих через поверхностный слой *n*-типа. Приложение к электролиту отрицательного потенциала уменьшает число электронов в слое, что обусловлено изменением поверхностных состояний (эффект поля), и соответственно уменьшает ток через металлическое острие. Через электролит протекает лишь ничтожный ток, и, таким образом, достигается усиление по току и по мощности (но не по напряжению). Бардин отмечал, что для успеха опыта было существенно использовать материал, имеющий очень хорошие объемные электрические свойства, а также ограничить поток электронов в поверхностном слое путем модификации самого материала (например, изготавливая слой *n*-типа в материале *p*-типа), а не с помощью осаждения пленки, в которой подвижность электронов заметно снизилась бы.

Продолжим рассказ Браттейна. «Бардин предложил провести аналогичный эксперимент на германии *n*-типа, и это дало еще лучший результат. Однако капля воды испарялась, как только устройство начинало хорошо работать, так что, по предложению Гибни, мы заменили воду боратом гликоля, который почти совсем не испаряется. Другая проблема состояла в том, что усиление достигалось лишь при частотах, меньших или равных 8 Гц. Мы объяснили это медленным действием электролита. Оптимальных результатов удалось достигнуть, когда к электролиту было приложено постоянное отрицательное напряжение при использовании германия *n*-типа. При этих условиях мы заметили, что под электродом образуется анодная оксидная пленка. Мы решили напылить на такую пленку немного золота и далее — так как пленка изолирует золото от германия — использовать золото как полевой электрод и обойтись

<sup>1</sup> Упомянутый здесь поток зарядов, или ток, есть поток электронов; в технике за направление тока принимается направление, обратное этому потоку.

без электролита. После образования пленки мы смыли электролит и напылили золото, оставив в центре отверстие для металлического острия. В результате происшедшего затем электрического пробоя между острием и золотом центр капли был испорчен. Когда же контакт переместили на край золотого пятна, был обнаружен новый эффект; смывая электролит, мы непредвиденно смыли и растворимую в воде оксидную пленку. Пришлось заново напылять золото на свежееанодированную поверхность германия. После приложения к золоту небольшого положительного потенциала появился поток дырок в направлении к поверхности германия, который сильно увеличил ток, идущий от германия к металлическому острию, находящемуся под большим отрицательным потенциалом!»

После этой предварительной работы, результаты которой не публиковались, создание практически полезного устройства на основе наблюдаемого эффекта было почти неизбежным. Оставалось лишь разработать подходящую схему такого устройства. Вот как описывал существенную часть этого устройства Браттейн в интервью<sup>1</sup>, данным им в 1964 г. в Центре истории физики при Американском физическом институте.

«После обсуждений с Джоном Бардиным мы решили, что следовало установить на поверхности достаточно близко друг к другу два точечных контакта (на основании приблизительных расчетов расстояние между ними было оценено в 0,002 дюйма). Наименьшие использованные нами для точечных контактов провода имели 0,005 дюйма в диаметре. Сложность заключалась в том, чтобы создать два контакта на поверхности на расстоянии не более 0,002 дюйма друг от друга при помощи двух симметрично заостренных проводов диаметром 0,005 дюйма, которые не должны были касаться друг друга.

Мы решили эту проблему, поручив технику вырезать из полистирена треугольную пластину с небольшим узким и плоским краем и прикрепили к нему кусочек золотой фольги. После того как фольга была прочно прикреплена, просушена и к ее концам присоединены контакты, я очень аккуратно разрезал бритвой золотую

<sup>1</sup> Цитируется по Ч. Вайнеру, *IEEE Spectrum*, 1973, 10, 24.

фольгу в вершине треугольника пополам. Я мог точно указать момент, когда я разделил эту фольгу. Это было все, что я сделал. Я осторожно резал бритвой до тех пор, пока цепь не разомкнулась. Затем я укрепил все устройство на пружине и поместил его на тот самый образец германия, который был заранее анодирован, но находился без употребления примерно в течение недели. Я обнаружил, что, когда я устанавливаю его правильно, так что возникает контакт с обеими частями золотой фольги, и если один из контактов служит эмиттером, а

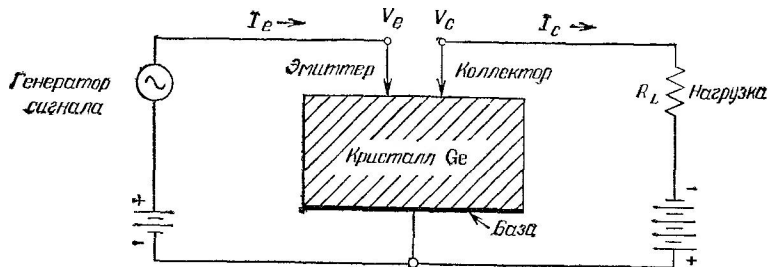


Рис. 9.6. Схема полупроводникового триода [Phys. Rev., 74 (1948), стр. 230, рис. 1].

другой — коллектором, то я получаю усилитель с коэффициентом усиления около 100 во всем звуковом диапазоне частот».

Успех был достигнут 23 декабря 1947 г., и об этом Бардин и Браттейн сообщили в письме в редакцию журнала *The Physical Review* в июле того же года. Подробное обсуждение физических принципов и электрических характеристик устройства было дано ими в статье, опубликованной в *The Physical Review* в апреле 1949 г. Ниже мы цитируем их первое письмо.

«Приводится описание трехэлементного электронного устройства, использующего вновь открытый принцип, который основан на применении полупроводника в качестве основного элемента. Устройство может быть использовано как усилитель, генератор и для других целей, для которых обычно применяются вакуумные электронные лампы. Устройство состоит из трех электродов, размещенных на германиевом блоке, как показано схематически на рис. [9.6]. [См. также фотографии на рис. 9.7.] Два из этих электродов, называемые эмиттером и кол-

лектором, являются выпрямителями с точечным контактом и располагаются в непосредственной близости друг от друга (0,005—0,025 см) на верхней поверхности. Третий электрод большой площади, имеющий низкое сопротивление, нанесен на основание («базу»).

Использовался германий *n*-типа с избытком электронов и удельным сопротивлением порядка 10 Ом·см... То-

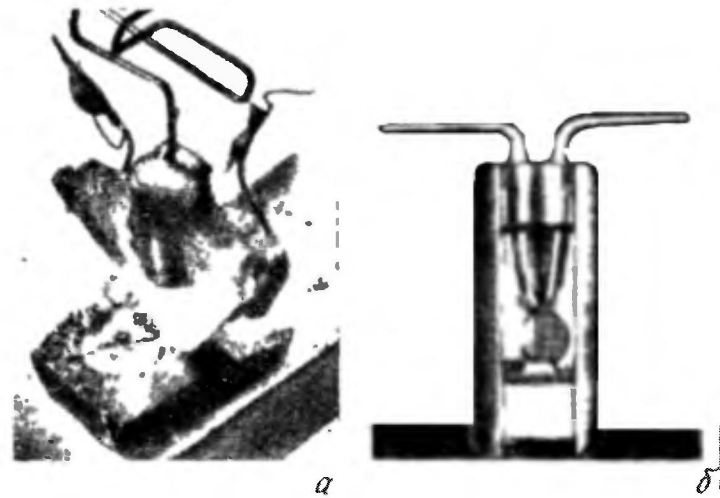


Рис. 9.7. Фотография транзистора (а) [Phys. Teacher, 6 (1968), стр. 112, рис. 5]; микрофотография модели транзистора в разрезе (б) [Phys. Rev., 75 (1949), стр. 1210, рис. 2].

лочные контакты изготовлялись как из вольфрама, так и из фосфористой бронзы...

Каждый точечный контакт в отдельности вместе с электродом базы образует выпрямитель с высоким обратным напряжением<sup>1</sup>. Важное значение для работы устройства имеет характер тока в прямом направлении. Мы полагаем, что непосредственно у поверхности располагается тонкий слой с проводимостью *p*-типа, связанной

<sup>1</sup> Выпрямителем с высоким обратным напряжением называется выпрямитель, способный выдержать высокое напряжение, приложенное в направлении, обратном по отношению к направлению пропуска тока.

с наличием дефектов. В результате ток, направление которого по отношению ко всему объему кристалла является прямым, в большой степени создается дырками, т. е. носителями, имеющими противоположный знак по отношению к носителям, обычно присутствующим в объеме внутри объема германия.

Когда два точечных контакта расположены очень близко друг к другу на поверхности и к ним приложено постоянное питающее напряжение, контакты оказывают взаимное влияние друг на друга. Именно благодаря ему становится возможным использовать данное устройство для усиления сигналов переменного тока. Электрическая цепь, с помощью которой этого можно добиться, показана на рис. [9.6]. К эмиттеру приложено небольшое положительное напряжение в прямом направлении, которое вызывает ток в несколько миллиампер через поверхность. К коллектору прикладывается обратное (отрицательное) напряжение, достаточно большое для того, чтобы ток коллектора по порядку величины был равным или больше тока эмиттера. Знак напряжения на коллекторе таков, что он притягивает дырки, идущие от эмиттера; в результате большая часть тока эмиттера проходит через коллектор. Последний создает большое сопротивление для электронов, текущих в полупроводник, однако он почти не препятствует потоку дырок в точечный контакт. Если, далее, ток эмиттера модулируется напряжением сигнала, это приводит к соответствующему изменению тока коллектора. Было обнаружено, что поток дырок из эмиттера к коллектору может изменить нормальный ток от базы к коллектору, причем так, что изменение тока коллектора превышает изменение тока эмиттера. Кроме того, коллектор как выпрямитель, включенный в обратном направлении, обладает большим импедансом ( $10^4$ — $10^5$  Ом) и может быть согласован с выходной нагрузкой, имеющей большой импеданс. Была получена большая величина отношения выходного напряжения к входному — того же порядка, что и отношение импедансов выпрямляющего точечного контакта в обратном и прямом направлениях. Таким образом, возникает соответствующее усиление мощности входного сигнала...

Используя цепь, изображенную на рис. [9.6], удалось получить выигрыш в мощности более 20 дБ (т. е. более

чем в 100 раз); подобные устройства работали как усилители при частотах вплоть до 10 МГц».

То обстоятельство, что изменение тока коллектора превосходит изменение тока эмиттера, означает, что дело здесь не только в дырках, инжектированных эмиттером и захваченных коллектором. В подробной статье авторы объясняют это следующим образом: «Тот факт, что ток коллектора может в действительности изменяться более значительно, чем ток эмиттера, связан, как мы считаем, с изменением пространственного заряда в барьерном слое вблизи коллектора за счет дырочного тока, протекающего через переход. Увеличение плотности объемного заряда и напряженности поля облегчает электронам выход из коллектора, что и приводит к возрастанию тока электронов».

В этом объяснении отмечены два обстоятельства, которые постепенно начали выявляться в ходе экспериментов. Первое состоит в том, что изменение плотности неосновных носителей, хотя и малое по абсолютной величине, может оказывать сильнейшее влияние на свойства всего материала в целом. Второе сводится к тому, что существенной частью активного элемента цепи — усилителя должно быть наличие двух границ раздела фаз: между металлом и полупроводником и между двумя типами полупроводников, даже между металлом и вакуумом. Эти границы должны быть достаточно близки друг к другу, чтобы неравновесные процессы, вызванные током через одну из них, могли непосредственно воздействовать на движение тока через другую; все три фазы, разделенные границами, должны иметь электроподводы. Для того чтобы полностью выяснить второе обстоятельство, потребовалось немало времени. Однако именно это выяснение и обеспечило дальнейший прогресс.

Вспомним, что Бардин приписывал успех работы с электродом наличием на поверхности полупроводника модифицированного слоя, который ограничивает ток электронов. Однако такая интерпретация почти сразу была поставлена под сомнение, особенно после того, как, согласно подробной статье, обнаружилось, что «можно получать хорошие транзисторы, у которых поверхности подготовлены обычным образом, как для выпрямителей с высоким обратным напряжением, при условии что

коллекторный контакт формируется электрически<sup>1</sup>. Такие поверхности не обнаруживают поверхностной проводимости». Гипотеза о том, что модифицированный поверхностный слой не играет важной роли, проверялась несколькими способами, наиболее четкий из них был предложен Шокли и независимо осуществлен Джоном Н. Шивом: точки эмиттера и коллектора приводились в контакт с противоположными сторонами тонкой полоски германия, и такое устройство давало транзисторный эффект, сравнимый с действием оригинального устройства.

Стремясь разработать эксперименты, объясняющие это обстоятельство, Шокли пришел к рассмотрению структур, содержащих три слоя: например, материал *n*-типа между двумя слоями *p*-типа. Он думал о таких структурах и раньше — правда, не в связи с усилителями, — но теперь его идеи оказались как нельзя кстати. Диффузия неосновных носителей в центральную часть могла регулироваться приложенным к этой части потенциалом, однако, попав в центральную часть, эти носители почти неизбежно должны были продиффундировать далее *сквозь* нее. В этом состоит существо принципа работы *p—n—p*- и *n—p—n*-транзисторов. Подробная теория была опубликована в 1949 г., а первые успешно работающие устройства появились в апреле 1950 г.<sup>2</sup> С тех пор транзисторы с *n—p—n*- и *p—n—p*-переходами в значительной степени вытеснили транзисторы с точечным контактом.

<sup>1</sup> Процесс электрического формирования контакта состоит в пропускании через точку импульсов сильного тока. Однако истинная природа происходящего процесса еще не выяснена.

<sup>2</sup> Транзисторы типа *n—p—n* и *p—n—p* фактически не могли быть созданы до тех пор, пока Г. К. Тиль и Дж. Б. Литтл не разработали технологию выращивания крупных монокристаллов германия.

## ОПРОВЕРЖЕНИЕ ЗАКОНА СОХРАНЕНИЯ

Следует отметить, что основные усилия физиков всегда направлены на то, чтобы понять, как меняется материальная система с течением времени, происходит ли это под влиянием каких-либо внешних факторов или вследствие внутренних взаимодействий между частями системы. Поэтому на первый взгляд может показаться несколько странным, что к наиболее важным законам физики относятся законы сохранения, утверждающие, что при изменении условий в очень широких пределах некоторые величины вообще не изменяются.

Важность законов сохранения состоит прежде всего в том, что они совершенно «нечувствительны» к деталям рассматриваемых процессов. По словам одного автора, «именно в самой незавершенности и заключается ценность закона. Огромное количество различных процессов охватывается одним и тем же количественным утверждением»<sup>1</sup>. Очевидно, открытие каждого нового закона сохранения должно быть делом огромной важности; соответственно отказаться от какого-либо из старых законов невозможно без самой строгой аргументации. В этой главе мы расскажем, как накапливалась такого рода аргументация (и что побудило к этому) в случае закона сохранения величины, называемой *четностью*.

Понятие четности тесно связано с различием между понятиями «левое» и «правое», а также наличием или отсутствием зеркальной симметрии. Мир природы полон примеров асимметрии «левого» и «правого», начиная от столь крупных (и на первый взгляд несущественных), как размещение органов тела или направление закру-

<sup>1</sup> Эта цитата заимствована из книги March R. H., *Physics for Poets*, McGraw-Hill, Inc., 1970.



чивания раковин некоторых моллюсков, до значительно более тонких и биологически важных явлений, как оптическая активность<sup>1</sup> многих органических веществ. Однако все эти примеры представляются случайными и не отражающими какой-либо внутренней асимметрии в законах природы. Так, любое оптически активное вещество может существовать в двух формах, причем соответствующие молекулы являются зеркальным отражением друг друга и вращают плоскость поляризации в противоположных направлениях<sup>2</sup>. В то время как существующие в природе организмы используют, например, сахар лишь в левовращающей форме (т. е. вращение плоскости поляризации происходит влево), нет оснований сомневаться в возможности существования организмов, использующих его правовращающую форму (или зеркально-симметричную форму любого другого оптически активного биологического вещества); во всех других отношениях эти организмы будут идентичны известным. Иными словами, законы классической физики и химии инвариантны относительно отражения системы координат.

Принципы инвариантности связаны обычно с законами сохранения. Например, закон сохранения энергии служит проявлением инвариантности физических законов относительно операции сдвига во времени. В определенном смысле аналогичная взаимосвязь имеется и для инвариантности относительно отражения в пространстве. Представим себе, например, натянутую струну, закрепленную в двух точках. Собственные колебания струны могут быть классифицированы по их свойствам при отражении относительно центра струны: нечетные гармоники не изменяются, тогда как четные — меняют знак<sup>3</sup>. Если струне сообщить начальное смещение, не изменяющееся при отражении, результирующее колебание струны будет содержать только нечетные гармоники

<sup>1</sup> Этим термином обозначают свойство раствора или жидкой фазы вещества поворачивать плоскость поляризации света, проходящего сквозь них.

<sup>2</sup> Действительно, при синтезе такого вещества из оптически неактивных компонент получается смесь право- и левовращающих форм в равных количествах.

<sup>3</sup> Так, во второй гармонике левая половина струны смещена вверх, тогда как правая — вниз; отражение относительно центра меняет их положения на обратные.

и по-прежнему оставаться неизменным при отражении. Однако между инвариантностью относительно отражения и другими видами инвариантности имеется существенное различие. Так называемым непрерывным преобразованиям симметрии — вращению и сдвигу в пространстве и во времени — сопоставляются динамические переменные, сами являющиеся непрерывными, и динамическая система может характеризоваться значениями этих переменных. Именно эти значения подчиняются законам сохранения. В противоположность этому единственное свойство, которое можно сопоставить операции отражения, — это четность или нечетность координатного описания. Однако классическая система может не иметь определенной четности, а если она и имеет ее, то непрерывный характер изменения величин в классической физике исключает изменение четности — *natura non facit saltus*<sup>1</sup>.

С возникновением квантовой теории понятие симметрии по отношению к отражению предстало в новом свете. Теперь состояние динамической системы должно было описываться одной функцией координат частиц, входящих в систему, — так называемой волновой функцией. Любая такая функция, если она не имеет простых свойств при отражении координат, может быть разбита на сумму двух функций: одна из них вообще не меняется («четная»), а другая лишь изменяет знак («нечетная»). Само по себе это не ново, то же самое справедливо, например, и для функции, описывающей в любой момент времени конфигурацию струны. Однако в квантовой теории каждая из двух функций характеризует определенное состояние системы. Кроме того, квантовая теория допускает дискретные изменения, связанные с квантовыми переходами, так что можно представить себе, что система, первоначально описываемая функцией одного вида, может изменить свое состояние, и тогда она будет описываться функцией другого вида. Однако в 1927 г. Е. Вигнер указал, что единственное известное тогда взаимодействие — электромагнитное — представляется такой математической формой, что подобный переход не может иметь места, более того, чистое состояние системы непременно должно описываться

<sup>1</sup> Природа не делает скачков (лат.).

функцией лишь одной из этих двух форм. Таким образом, четность приобрела статус квантового числа.

Важно отметить, что если система состоит из различных частей, например атома и поля излучения, то волновая функция может быть представлена в виде произведения волновых функций, описывающих каждую подсистему в отдельности. Четность полной системы равна произведению четностей ее частей, и сохраняться должна именно полная четность. Атом, первоначально находившийся в состоянии с положительной четностью, может испытать переход в состояние с отрицательной четностью (или наоборот) вследствие испускания фотона, имеющего отрицательную четность. Таким образом, закон сохранения четности оказался весьма ценным для описания опытов по спектроскопии многоэлектронных атомов и молекул. В середине 50-х годов этот закон обрел почти столь же священный статус, как классические законы сохранения<sup>1</sup>.

Примерно в 1956 г. это особое положение закона сохранения четности привело к затруднению, которое было вызвано загадочным поведением двух вновь открытых элементарных частиц, известных под названиями  $\tau$  и  $\theta$ . Насколько можно было судить, обе эти частицы имели одинаковые массы (985 масс электрона) и одинаковое среднее время жизни ( $\sim 10^{-8}$  с), однако  $\tau$ -частица распадалась на три пиона, тогда как  $\theta$ -частица — на два. Казалось очень странным, что две частицы, близкие

<sup>1</sup> Тот же статус приобрели два других закона, которые стали играть важную роль лишь с возникновением квантовой механики; хотя они и не являются законами сохранения в строгом смысле слова, они в некоторой степени имеют отношение к закону сохранения четности. Один из них — это закон инвариантности при зарядовом сопряжении, согласно которому каждому состоянию системы частиц соответствует другое возможное состояние, тождественное первому во всех отношениях, за исключением того, что каждая частица системы заменена античастицей.

Другой закон — это закон инвариантности относительно инверсии времени; согласно ему, для каждого состояния системы существует другое возможное состояние, тождественное первому во всех отношениях, за исключением того, что направления всех скоростей и спинов частицы заменены на обратные, так что частицы движутся в обратную сторону по тем траекториям, которые они имели в исходном состоянии. Оба эти закона имеют место и в классической механике, если заменить квантовомеханическое понятие «античастица» соответствующим классическим аналогом.

по массе и времени жизни, обладают столь различными схемами распада<sup>1</sup>. Было бы более естественным рассматривать их как одну и ту же частицу, распадающуюся различными способами, но именно здесь возникали противоречия с законом сохранения четности. Анализ, проведенный Р. Х. Далицем, показал, что двухпионное состояние имеет положительную четность, а трехпионное — отрицательную, так что распадающаяся частица, какую бы определенную четность она ни имела, не может распадаться обоими способами.

В апреле 1956 г. два теоретика — Т. Д. Ли из Колумбийского университета и Ч. Н. Янг из Принстонского института высших исследований — предложили способ решения этой дилеммы. Их схема получила название «удвоение четности», и ее существенные черты состояли в том, что каждая элементарная частица, имеющая нечетную «странность»<sup>2</sup>, встречается в двух формах, которые различаются значением четности, а в остальном полностью идентичны. Об этой схеме они сообщили на очередной Международной конференции (происходящей раз в два года) по физике высоких энергий при Рочестерском университете летом того же года.

На этой конференции присутствовал Ричард Фейнман, теоретик из Калифорнийского технологического института, известный своими работами в области квантовой электродинамики<sup>3</sup>. Соседом Фейнмана по комнате во время конференции был экспериментатор Мартин Блок. В первой же беседе с Фейнманом он высказал предположение о том, что, возможно, четность попросту не сохраняется в «слабых» взаимодействиях, ответствен-

<sup>1</sup> Различные схемы распада предполагают различие в видах взаимодействия с другими частицами, что, как можно ожидать, должно привести к различию масс.

<sup>2</sup> Частицы  $\tau$  и  $\theta$  относились к той группе частиц, которые называли «странными» из-за видимого противоречия между их быстрым и обильным рождением, предполагающим сильное взаимодействие, и относительной медленностью распада, возможной только при слабом взаимодействии. Разгадка этого противоречия (о нем более подробно будет сказано в гл. 15) привела к введению еще одного квантового числа, названного «странностью», которое могло иметь лишь целочисленные значения. Для наших целей достаточно лишь заметить, что нуклоны и пионы имеют странность, равную нулю; частицы  $\pi^+$  и  $\theta^+$  имеют странность, равную  $+1$ .

<sup>3</sup> См. главы 7 и 8.

ных за распад  $\tau$ - и  $\theta$ -частиц. Они вдвоем обсуждали этот вопрос в течение нескольких вечеров, пришли к выводу, что идея Блока не лишена оснований, и в ходе обсуждения доклада Янга Фейнман заявил о ней публично. В ответ Янг сказал, что он и Ли также рассматривали эту идею, однако не пришли ни к каким окончательным выводам. В ходе дискуссии Вигнер, в свое время первым выдвинувший идею сохранения четности, также согласился с тем, что, возможно, она не сохраняется в слабых взаимодействиях.

Без сомнения, такой интерес к их работе вдохновил Ли и Янга. Во всяком случае, они продолжали исследовать, насколько в действительности хорошо обоснован закон сохранения четности. Как упоминалось выше, этот закон первоначально был выведен для электромагнитных взаимодействий, и там его справедливость была вне сомнений. Ли и Янг обнаружили, что этот закон подтверждается и для очень сильных взаимодействий, ответственных за ядерные силы. Но насколько они могли установить, все предыдущие эксперименты, в которых основную роль играли слабые взаимодействия, были таковы, что их результат не зависел от того, выполнялся ли закон сохранения четности для слабого взаимодействия или нет. Этот закон просто принимался, поскольку до того, как начала развиваться теория слабых взаимодействий, он уже получил достаточно надежные подтверждения.

Поэтому Ли и Янг в статье, опубликованной в конце 1956 г. в *The Physical Review* предположили, что «разгадку «тау — тета» можно рассматривать как указание на то, что четность при слабых взаимодействиях не сохраняется». Они предостерегали, однако, что «эту идею нельзя принимать слишком всерьез, поскольку наши знания относительно странных частиц недостаточны. Она может лишь стимулировать дальнейшее исследование вопроса о сохранении четности». Поэтому Ли и Янг обратились к анализу многих возможных экспериментов, которые могли бы послужить проверке их предположений, и описали характер результатов, которые должны были получиться, если бы четность действительно не сохранялась.

Большинство физиков, по-видимому, считало предположение Ли и Янга слишком категоричным, чтобы оно

могло быть правильным, однако лишь немногие из них (если вообще таковые имелись) возражали против его экспериментальной проверки. Две группы немедленно приняли вызов, а третья приступила к опытам несколько позднее. Результаты этих исследований, опубликованные в трех письмах в *The Physical Review* (они поступили в редакцию в течение двух дней) в начале 1957 г., полностью подтвердили исходное предположение. За свою работу Ли и Янг в 1967 г. были удостоены Нобелевской премии по физике.

Руководителем и вдохновителем работ одной из исследовательских групп была коллега Ли по Колумбийскому университету Ц. С. Ву. Эта замечательная женщина уже приобрела мировую известность своими блестящими работами по бета-распаду<sup>1</sup>, а в одном из предложенных Ли и Янгом опытов как раз исследовался бета-распад, за который ответственно слабое взаимодействие. В письме в редакцию, описывающем этот эксперимент, говорилось: «В процессе бета-распада можно измерить угловое распределение электронов, испускаемых поляризованными ядрами<sup>2</sup>. Если в этом распределении наблюдается асимметрия относительно углов  $\theta$  и  $(180^\circ - \theta)$  ( $\theta$  — угол между ориентациями распадающегося ядра и импульса электрона), то это дает однозначное доказательство несохранения четности при бета-распаде». Иными словами, представим себе, что ядра ориентированы так, что все их спины направлены вверх, тогда, если число электронов, испущенных в верхнюю полусферу, отличается от числа электронов, испущенных в нижнюю, это должно доказывать несохранение четности.

Было известно, что многие ядра могут быть поляризованы внешним магнитным полем<sup>3</sup>. Однако этот эффект может принести пользу лишь при очень низких

<sup>1</sup> Тип радиоактивного распада, при котором ядро испускает электрон

<sup>2</sup> Система частиц, обладающих собственным моментом импульса, называется поляризованной, если в ней имеется преимущественная ориентация спинов

<sup>3</sup> Указанный эффект является косвенным, поскольку воздействует на электроны атома, которые в свою очередь влияют на ядра благодаря сверхтонкому взаимодействию.

температурах, так как в противном случае тепловое движение разрушает упорядоченную ориентацию. В то время в США существовало лишь одно учреждение, способное обеспечить необходимое для проведения такого эксперимента низкотемпературное оборудование, — Национальное бюро стандартов. Эрнст Эмблер, работавший в возглавляемой Р. П. Хадсоном секции этого бюро, был в числе тех, кто получил поляризацию ядер нужным методом. Поэтому Ву организовала сотрудничество с ними, а также с двумя специалистами по ядерной физике — Р. В. Хейуордом и Д. Д. Хописом.

Для изучения выбрали нуклид  $^{60}\text{Co}$ , практически идеально подходящий по нескольким причинам. Он испускает как бета-, так и гамма-лучи; было известно, что его можно поляризовать, причем степень поляризации можно измерить по анизотропии гамма-излучения (которое испускается преимущественно в полярном направлении, а не в экваториальной плоскости); наконец, кобальт можно без труда ввести в соль церий-магниевого нитрата, которую удавалось охлаждать почти до абсолютного нуля методом адиабатического размагничивания<sup>1</sup>.

Однако, как отмечали авторы, «при применении этой методики в данном случае пришлось преодолеть две основные трудности: счетчик бета-частиц следовало поместить внутрь криостата для размагничивания, а радиоактивные ядра должны были располагаться в тонком поверхностном слое и быть поляризованы». Эти требования вытекают из того, что бета-частицы не способны проникать на сколько-нибудь большую глубину внутрь вещества. Схематическое изображение нижней части криостата дано на рис. 10.1, а его фотография на рис. 10.2.

«Для обнаружения бета-частиц тонкий кристалл антрацена помещается внутрь вакуумной камеры примерно на расстоянии 2 см над источником  $^{60}\text{Co}$ . Свет от

<sup>1</sup> Для парамагнитного вещества магнитная напряженность  $H$  и намагниченность  $M$  составляют пару сопряженных термодинамических переменных, аналогичную давлению  $P$  и объему  $V$  идеального газа. Поэтому так же, как адиабатическое расширение понижает температуру газа, адиабатическое размагничивание понижает температуру парамагнитной соли.

сцинтилляций проходит через стеклянное окошко и затем по световоду длиной 4 фута [1,2 м] к фотоумножителю, расположенному на самом вершине криостата; све-

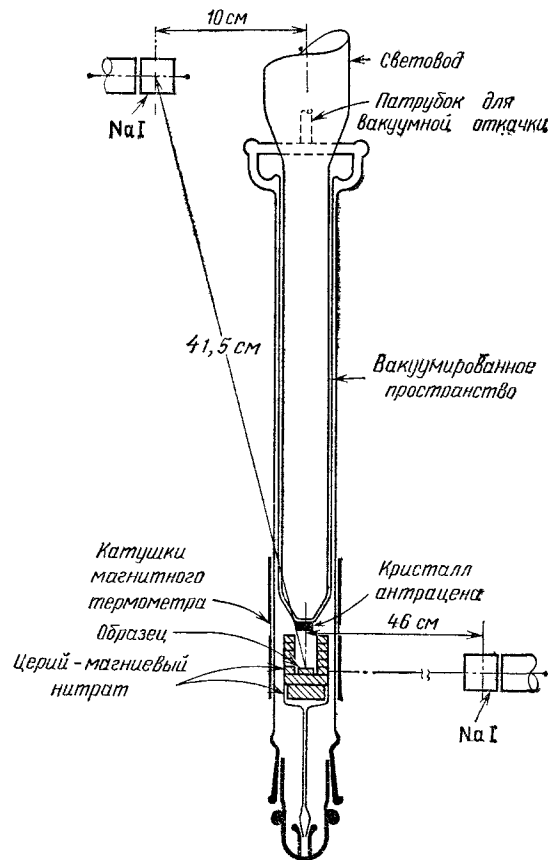


Рис. 10.1. Схематическое изображение нижней части криостата, использованного в эксперименте с поляризованным  $^{60}\text{Co}$  [Phys. Rev., 105 (1957), стр. 1413, рис. 1].

товод имеет форму логарифмической спирали, что обеспечивает максимальный сбор света». Исследователи проверили, что это не влияет существенно на разрешающую способность системы. «Тщательно проверялось

влияние любых магнитных или температурных эффектов на стабильность счетчика бета-частиц, никакого влияния не было обнаружено. Для измерения степени поляризации  $^{60}\text{Co}$  устанавливались два дополнительных сцинтилляционных счетчика NaI, регистрирующих гамма-излучение, один — в экваториальной плоскости, другой — вблизи полюса (они показаны на фотографии рис. 102). Наблюдаемая анизотропия гамма-лучей использовалась в качестве меры поляризации, а тем самым, по существу, и температуры. Образцы изготовлялись из хороших монокристаллов церий-магниевого нитрата, на их верхнюю поверхность наращивался дополнительный слой кристалла толщиной около 0,002 дюйма, содержащий ядра  $^{60}\text{Co}$ . После проведения размагничивания магнит убирали и на нижнюю часть криостата надевали вертикальный соленоид. Именно этот соленоид создавал поляризующее поле. Весь процесс занимал около 20 с. Затем начиналась регистрация бета- и гамма-излучения. Подсчитывалось число бета-импульсов, поступавших в течение минуты, далее 40 с уходило на запись результата. Эксперимент состоял в повторении счета и записи результатов по мере роста температуры.

«Наблюдалась большая асимметрия бета-излучения. На рис. [103] анизотропия бета- и гамма-излучения представлена как функция времени<sup>1</sup> для двух случаев поляризующего поля, направленного вверх и вниз. Моменты исчезновения бета-асимметрии и гамма-анизотропии хорошо совпадают. Время отогрева образца составляло обычно около 6 мин, и скорость счета для нагретого образца не зависит от направления поля. Наблюдаемая бета-асимметрия не меняет знака при изменении направления поля, в котором образец размагничивается, что указывает на то, что асимметрия не связана с остаточной намагниченностью образца».

По признанию авторов, эффект мог быть вызван и другими причинами, кроме несохранения четности. Охлажденная соль нитрата имеет очень большую анизотропию  $g$ -фактора. Это означает, что ее магнитные свойства различны для разных направлений относительно осей кристаллической решетки. «Если ось симметрии кристалла не установлена параллельно поляри-

<sup>1</sup> Каждый отсчет откладывался в конце интервала счета.

Рис. 102 Экспериментальная установка на которой проводился эксперимент с поляризованным  $^{60}\text{Co}$

На переднем плане — стеклянный криостат выведенный из охлаждающего магнита. Источник  $^{60}\text{Co}$  расположен в нижней части криостата. Счетчики гамма-излучения в экваториальной плоскости показаны на рисунке слева. На заднем плане виден большой магнит использованный в процессе парамгнитного охлаждения (полюса магнита раздвинуты). [Фото и подпись представлены д-ром Ц. С. Ву.]

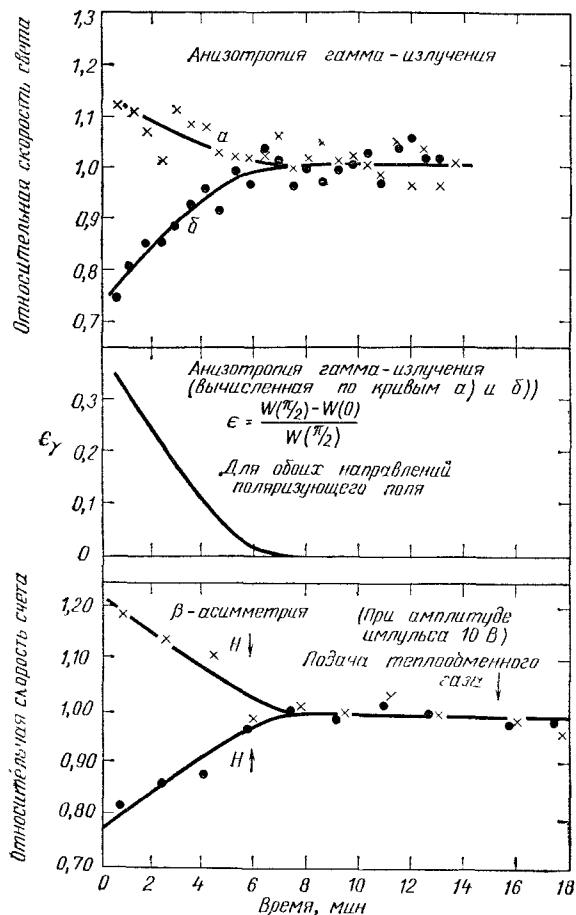


Рис. 10.3. Измеренные скорости счета гамма-счетчиков (вверху), отнесенные к средней скорости для нагретого образца (в последнем случае скорости счета обоих счетчиков совпадают). Результирующий коэффициент анизотропии, т. е. отношение разности скоростей счета экваториального ( $\alpha$ ) и полярного ( $\beta$ ) счетчиков к скорости экваториального счетчика (в центре). (Заметим, что по мере нагревания образца анизотропия исчезает, что указывает на исчезновение поляризации.) Скорости счета бета-счетчиков для двух направлений поля, обнаруживающие явную асимметрию (внизу) [*Phys. Rev.*, 105 (1957), стр. 1414, рис. 2].

зующему полю, возникает небольшое магнитное поле в перпендикулярном направлении. Чтобы проверить, не вызовет ли такое искажение магнитного поля бета-асимметрию, мы подсушили каплю раствора  $\text{CoCl}_2$  на тонком пластиковом диске и прикрепили этот диск ко дну блока с солью. При этом ядра кобальта уже не могли охлаждаться в достаточной степени, чтобы поляризация ядер стала заметна, тогда как вся остальная установка вела себя по-прежнему. Однако большой анизотропии бета-излучения не наблюдалось». Исследовалось также «возможное влияние магнитного поля на траектории электронов на пути их к поверхности кристалла», и ученые убедились в том, что оно несущественно. Таким образом, хотя предполагалось провести «более строгую экспериментальную проверку» (результаты которой, однако, не были опубликованы), достаточно серьезное подтверждение несохранения четности уже было получено<sup>1</sup>.

В то время в Колумбийском университете существовала традиция собираться по пятницам на «китайский завтрак», проходивший под руководством Ли, бывшего, кстати, большим гурманом. На одном из таких завтраков Ли сообщил только что полученную им новость, что объединенный эксперимент Колумбийского университета и Национального бюро стандартов дал положительные результаты. Среди присутствующих находился Леон Ледерман; во вновь созданной Невишской лаборатории Колумбийского университета он вместе с аспирантом Марселем Вейнрихом изучал на циклотроне некоторые аспекты поведения мюонов. Поняв, что может независимо проверить гипотезу Ли и Янга, Ледерман быстро приспособил свою установку для этой цели. Кроме него и Вейнриха, в работе принимал участие Ричард Л. Гарвин — талантливый экспериментатор, значительно способствовавший успеху данного эксперимента.

Подход этих исследователей, как отмечалось в опубликованном ими письме в журнал, основывался на предположении Ли и Янга о том, что «подтверждение

<sup>1</sup> По существу, этот эксперимент указывает также на то, что нарушается и инвариантность по отношению к зарядовому сопряжению (мы не приводим здесь соответствующих аргументов). Однако, насколько сейчас известно, комбинация обращения координат и зарядового сопряжения является одной из операций, соответствующих истинной симметрии природы.

гипотезы о несохранении четности следует искать в изучении цепочки распадов

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu, \quad (10.1)$$

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + 2\nu. \quad (10.2)$$

Как указывали Ли и Янг, несохранение четности приводит к поляризации спина мюона, возникшего из пиона в соответствии с (10.1), в направлении движения<sup>1</sup>  $\pi$ , кроме того, по угловому распределению электронов, родившихся в соответствии с (10.2), можно установить поляризацию мюонов...

Останавливая в графите пучок  $\mu^+$ , полученный при распаде на лету (вперед) пучка  $\pi^+$  в циклотроне, мы поставили эксперимент на мезонах и установили следующее:

1. Наличие большой асимметрии для электронов в (10.2), что подтверждает сильную поляризацию  $\mu^+$ -пучка.

2. Угловое распределение электронов дается формулой  $1 + a \cos \theta$ , где  $\theta$  измеряется от направления вектора скорости падающих мюонов; мы определили что  $a = -1/3$  с ошибкой, оцененной в 10%.

3. В реакциях (10.1) и (10.2) четность не сохраняется...

Экспериментальная установка показана на рис. [10.4]. Мезонный пучок выводится из циклотрона обычным способом... Этот пучок содержит  $\sim 10\%$  мюонов, возникших вблизи мишени циклотрона из-за распада пионов на лету. Для выделения мюонов во входном телескопе помещается слой графита толщиной 8 дюймов; средний пробег пионов в графите порядка 5 дюймов. Это устройство позволяет остановить в мишени из графита максимальное число мюонов.

Следующая стадия эксперимента более подробно описывалась в диссертации Вейнриха. «Для изучения углового распределения позитронов распада можно было поворачивать телескоп счетчиков относительно мишени, останавливающей пучок, и таким образом определять

<sup>1</sup> Заметим, что это в некотором смысле предполагает спиральное движение мюонов, а спираль, разумеется, являет собой один из наиболее очевидных в обычной жизни примеров движения, не обладающего симметрией относительно отражения.

значения функции распределения при различных углах. Однако был использован более простой и результативный метод: «развернуть» функцию распределения через

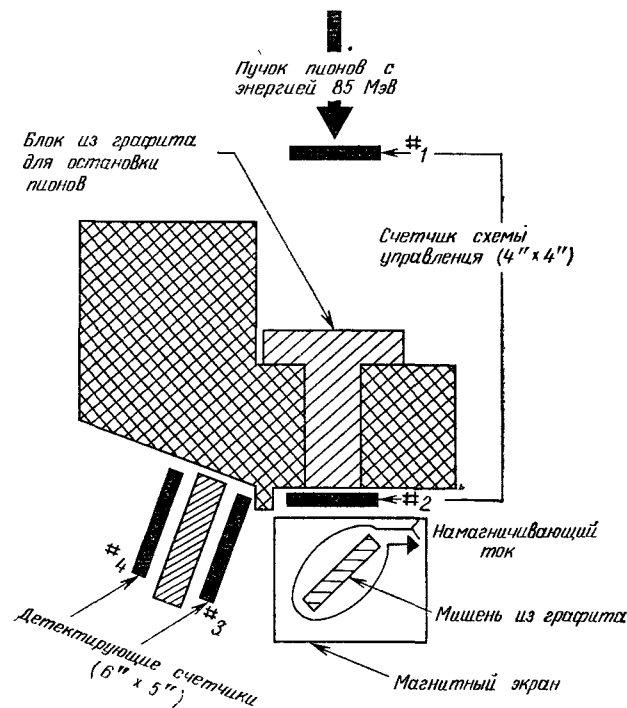


Рис. 10.4. Схема экспериментальной установки, использованной в эксперименте по изучению четности на циклотроне Колумбийского университета [*Phys. Rev.*, 105 (1957), стр. 1415, рис. 1].

неподвижное счетное устройство. Этого удалось добиться, прикладывая вертикальное магнитное поле перпендикулярно направлению поляризации мюонов. Связанный с поляризацией магнитный момент вызывает гироскопическую прецессию (спинов мюонов) в горизонтальной плоскости, приводя, таким образом, к относительному смещению счетчиков на угол

$$\theta = \omega t = -\frac{\mu H}{\hbar} t,$$

где  $\mu$  — магнитный момент мюона,  $s$  — спин мюона<sup>1</sup>,  $H$  — напряженность магнитного поля. Знак угла, указывающий направление вращения, как обычно, выбран так, что оно происходит против часовой стрелки при положительном поле  $H$  (направление вверх) и положительном моменте...

Требуемое магнитное поле получалось при помощи катушки, намотанной вокруг мишени, при пропускании через нее тока подходящей величины». Этот метод был предложен Гарвином<sup>2</sup>.

«Детектирующее устройство состояло из двух телескопов счетчиков. Один из них — детектор пучка — содержал два сцинтилляционных счетчика, второй — телескоп электронов — состоял из двух или трех счетчиков, размещенных под углом  $100^\circ$  к пучку; на рис. 10.4 изображена схема установки с двумя счетчиками.

Первым на пути пучка находился пластмассовый сцинтиллятор размерами  $4 \times 4 \times \frac{1}{2}$  дюйма, связанный с фотоумножителем. Расположенный в 20 дюймах за ним второй счетчик имел толщину  $\frac{1}{2}$  дюйма и то же самое поперечное сечение. Импульсы от каждого счетчика усиливались сначала быстродействующим усилителем с ограничением, а затем передавались на схему совпадений с разрешающим временем  $10^{-8}$  с... Импульсы совпадений усиливались и подавались на дискриминатор, за которым следовал формирователь стандартных импульсов<sup>3</sup>. Позитроны, испущенные мишенью, детектировались телескопом счетчиков, состоящим из пластмассовых сцинтилляторов (обозначенных на схеме цифрами 3, 4) размерами: высота 6,5 дюйма, ширина — 5 дюймов, толщина —  $\frac{1}{2}$  дюйма; при помощи конусообразного световода свет от них подавался на фотоумно-

<sup>1</sup> В то время считалось, что  $s$  имеет лишь полуцелые значения. Значение  $\frac{1}{2}$  рассматривалось как наиболее вероятное, но весьма возможным считалось и  $\frac{3}{2}$ . По существу, один из результатов эксперимента явился дополнительным подтверждением в пользу значения  $\frac{1}{2}$ .

<sup>2</sup> Широко распространена, по-видимому, недостоверная история о том, что, когда Гарвин впервые появился в группе, разрабатывался способ вращения системы счетчиков вокруг мишени. И тогда Гарвин якобы заметил: «А почему бы вместо этого не вращать спины?»

<sup>3</sup> Соответствующий импульс обозначался как импульс 1—2 (по номерам, обозначающим описанные выше счетчики).

житель. Схема совпадений та же, что для детектора пучка, с тем лишь отличием, что для счетных импульсов требуется большее усиление».

Дальнейшая процедура описана в опубликованной работе.

«Об остановке мюона сигнализирует импульс 1—2, регистрируемый схемой совпадений. Последующий бета-распад обнаруживается телескопом электронов 3—4, который срабатывает, если пробег частиц превышает  $8 \text{ г/см}^2$  (энергия электронов  $> 25 \text{ МэВ}$ )... Скорости счета составляют обычно около 20 импульсов/мин в пучке  $\mu^+$ , тогда как фоновый счет — порядка 1 импульса/мин.

В данном эксперименте по импульсу 1—2 вырабатывается прямоугольный сигнал «ворот» продолжительностью  $T = 1,25 \text{ мкс}$ . Этот сигнал задерживается на  $t_1 = 0,75 \text{ мкс}$  и затем с сигналом от детектора электронов подается на схему совпадений. Таким образом система регистрирует электроны с энергией  $> 25 \text{ МэВ}$ , которые рождаются в интервале  $0,75—2,0 \text{ мкс}$  после остановки мюона в графите. Предположим возможность рождения мюона [в реакции  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$ ] с большой поляризацией в направлении движения. Если гиромангнитное отношение равно 2, эти мюоны сохраняют свою поляризацию на протяжении всего пути. Примем далее, что процессы замедления и остановки не приводят к деполаризации мюонов<sup>1</sup>. В этом случае испущенные мишенью электроны могут (при условии, что четность в порождающем их процессе распада не сохраняется) обладать угловой асимметрией относительно направления поляризации, а именно для спина  $\frac{1}{2}$  их распределение должно иметь вид  $1 + a \cos \theta$ . В отсутствие вертикального магнитного поля система счетчиков измерит это распределение при значении угла  $\theta = 100^\circ$ . Приложим теперь слабое вертикальное поле внутри магнитного экрана<sup>2</sup> вокруг мишени; оно заставит мюоны прецессировать с угловой скоростью  $(\mu/\hbar)H$  рад/с. Угловое распределение вероятности связано с направлением спина мюона. Таким образом, мы можем при фиксированной системе

<sup>1</sup> Это предположение, строго говоря, несправедливо (см. ниже в этой главе обсуждение опыта Фридмана и Телегди)

<sup>2</sup> Магнитная экранировка необходима для защиты от красных полей магнита циклотрона, равных обычно по порядку величины 20 Гс и направленных вверх.



счетчиков измерить полное распределение, отложив на графике число отсчетов как функцию намагничивающего тока при данной временной задержке».

Основной момент этой стадии опыта состоит в том, что за фиксированное время задержки спин мюона из-за прецессии поворачивается в горизонтальной пло-

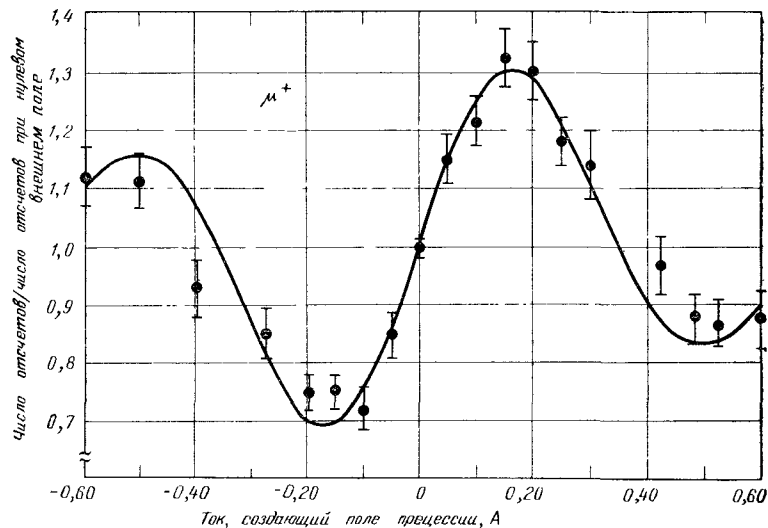


Рис. 10.5. Изменение суммарной скорости счета совпадений с задержкой в зависимости от тока в катушке, окружающей мишень.

Сплошная кривая — наилучшее приближение, использованное для оценки коэффициента при  $\cos \theta$  в угловом распределении [Phys. Rev., 105 (1957), стр. 1416, рис. 2].

скости на угол, пропорциональный напряженности магнитного поля. В результате изменяется угол между направлением спина и направлением движения детектируемого электрона, а именно распределение по этому углу и желательно измерить.

«Типичные результаты представлены на рис. [10.5]. Чтобы проверить, не возникает ли систематической ошибки, мы уменьшили толщину поглотителя в телескопе счетчиков до 5 дюймов, так что остановка большей части пионного пучка происходила в графитовой мишени. Скорость счета электронов при этом выросла примерно в 10 раз, что указывало на то, что теперь

электроны рождались мюонами, которые изотропно испускались пионами, остановленными в мишени. Не наблюдалось вариации в скорости счета при изменении тока намагничивания... Таким образом, единственное, что вызывает этот ток, — это прецессия спинов мюонов».

Из указанных экспериментов с необходимостью следует, что пучок мюонов имеет высокую степень поляризации и наблюдается ярко выраженная анизотропия распределения электронов распада. Эти факты в свою очередь свидетельствовали о том, что четность не сохраняется при обоих процессах в цепочке распада  $\pi - \mu - e$ . Значение  $\frac{1}{2}$  для параметра асимметрии  $a$  было получено из отношения максимальной и минимальной скоростей счета на рис. 10.5; хорошее согласие экспериментальных точек с вычисленной кривой подтвердило правильность этого значения.

Эту же реакцию изучали в Чикагском университете Джером И. Фридмен и его научный консультант В. Л. Телегди. Они указали: «Нетрудно наблюдать соответствующую корреляцию, тормозя пучок  $\pi^+$ -мезонов в ядерной эмульсии<sup>1</sup>, в которой останавливаются также  $\mu^+$ -мезоны. Следует лишь учитывать два факта: 1) даже слабые магнитные поля (например, краевые поля в циклотроне) могут смазать действительный эффект, так как частота прецессии  $\mu^+$ -мезона Дирака равна<sup>2</sup>  $(2,8/207) \times 10^6 \text{ с}^{-1}/\text{Гс}$ ; 2)  $\mu^+$ -мезоны могут образовать «мюоний», т. е. связанную систему ( $\mu^+e^-$ ), и образование этого «атома» может дополнительно способствовать деполаризации как вследствие его внутреннего сверхтонкого расщепления, так и из-за прецессии его полного магнитного момента вокруг внешнего поля.

С учетом этих обстоятельств мы подвергали пленки ядерной эмульсии толщиной 1 мм действию  $\pi^+$ -пучка на синхротроне Чикагского университета. Пленки находились внутри трех цилиндрических концентрических магнитных экранов, и действовавшее на них поле не превосходило  $4 \cdot 10^{-3} \text{ Гс}$ ». Методика эксперимента была

<sup>1</sup> Это фотоэмульсия, в которой особенно велика концентрация тяжелых элементов (серебра и брома), хорошо взаимодействующих с заряженными частицами и дающих потом при проявлении зерна.

<sup>2</sup> Поэтому исходная поляризация мюона будет нарушена, если только направление движения мюона не совпадает строго с направлением поля.

описана более полно в опубликованной затем в *The Physical Review* статье (там же содержались некоторые дополнительные данные).

«Стопки пленок эмульсии без подложки толщиной 1000 мкм экспонировались в пучке  $\pi^+$ -мезонов с энергией 40 МэВ... При этом в эмульсию попадало  $\sim 1,5/10^4$  пион/см, что можно рассматривать как оптимальную экспозицию, при которой достигается необходимая плотность событий и сохраняется возможность их различать.

...Во время экспозиции эмульсия экранировалась от рассеянных магнитных полей, возникающих вблизи циклотрона. С этой целью эмульсию помещали во внутреннюю из трех концентрических трубок, образующих магнитные экраны. Каждый экран состоял из двух слоев: внешний — из стали с умеренной проницаемостью и высоким полем насыщения, а внутренний — из сплава с высокой проницаемостью. Магнитное поле в области, где размещалась установка, было  $\sim 10$  Гс, однако непосредственно на эмульсию действовали поля не более  $4 \cdot 10^{-3}$  Гс, как показали измерения при помощи калиброванной баллистической катушки.

Для обеспечения большей однородности эмульсия обрабатывалась без подложки и лишь позднее приклеивалась к стеклу. Особое внимание обращалось на то, чтобы плотность треков с минимальной ионизацией была достаточной при малой плотности зерен от фона, что облегчало измерение положения электронов.

События  $\pi - \mu - e$ -распада наблюдались просмотром эмульсий, помещенных в масло, с полным увеличением в 330 раз...»

Чтобы быть уверенным, что эффективность обнаружения совершенно не зависит от направления позитрона, образовавшегося при распаде мюона, наблюдатели получили указания регистрировать только те события, в которых сначала обнаруживается  $\pi - \mu$ -распад. При анализе использовались все такие события, кроме тех, при которых распад мюона происходил на расстоянии менее 50 мкм от любой из поверхностей.

«Когда обнаруживался  $\pi - \mu$ -распад, наблюдатель при помощи сканирующего устройства прослеживал путь мюона до конца и затем отыскивал позитрон. Значительные усилия были приложены для того, чтобы об-

наружить все позитроны, так как их потеря представлялась нам возможным источником ошибок. Мы полагаем, что только в 1% случаев распада мюонов позитроны не были зарегистрированы. Для каждого найденного позитрона проверялось, действительно ли он возник в конце мюонного трека.

Для каждого обнаруженного  $\pi - \mu - e$ -распада измерялся пространственный угол между первоначальным направлением движения мюона и направлением движения позитрона. Это делалось с целью исключить эффекты многократного рассеяния, при котором меняется импульс, но не ориентация спина мюона. Точность измерения углов составляла  $\pm 2^\circ$ ...

Было проанализировано 2000 полных  $\pi - \mu - e$ -распадов, и для каждого из них определялся угол  $\theta$ . В 60% произвольно выбранных случаев этот угол вычислялся повторно, и заметных расхождений не было обнаружено. Из этих данных мы нашли величину

$$\epsilon = \frac{B - F}{B + F} = \dots = 0,091 \pm 0,022.$$

Здесь  $B$  — число распадов в направлении назад, которое определяется значениями угла  $\theta$  в интервале  $90-180^\circ$ ,  $F$  — число распадов в направлении вперед, т. е. угол изменяется в пределах  $0-90^\circ$ . Очевидно, существует «предпочтительное направление испускания позитронов назад по отношению к движению мюона». Оценка «систематических ошибок, вносимых, например, за счет возможных локальных вариаций усадки эмульсии в процессе проявления и т. п., показала, что эти ошибки малы и могут лишь уменьшить экспериментально наблюдаемое значение  $\epsilon$ ». Полученные результаты показали, что метод эмульсий имеет серьезные недостатки. Чтобы предотвратить насыщение эмульсии треками, экспозиция должна быть достаточно малой; при этом число событий также относительно мало, и соответственно велика статистическая погрешность. Так, в письме Фридмена и Телегди сообщалось о 1300 событиях, приводящих к значению  $\epsilon = 0,062 \pm 0,027$ , что несколько меньше цифры, полученной впоследствии, но в целом согласуется с ней. Первое значение, однако, было менее убедительным, так как отличалось от нуля (значения, соответствующего

сохранению четности) менее чем на три стандартных отклонения.

В отличие от Гарвина, Ледермана и Вейнриха, которые предположили априори, что распределение направлений вылета электронов описывается зависимостью  $1 + \cos \theta$ , Фридмен и Телегди использовали свои данные

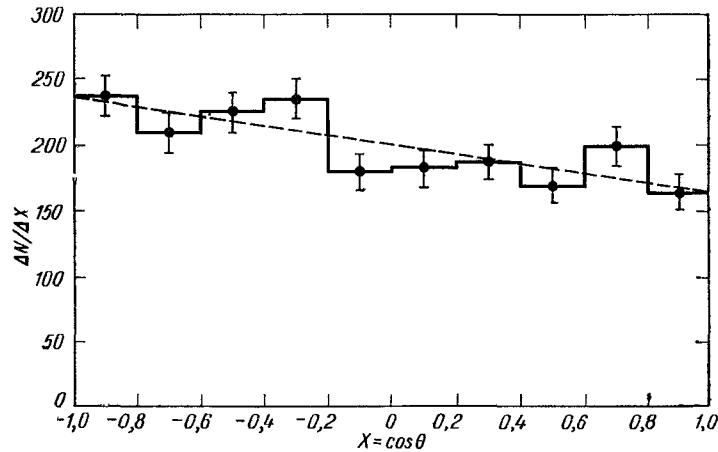


Рис 10.6. Гистограмма углового распределения позитронов при распаде мюонов в эксперименте, проведенном в Чикагском университете (сплошная линия) и наилучшая линейная аппроксимация (пунктирная линия).

Вертикальные черточки на гистограмме указывают статистические ошибки измерений [Phys Rev., 106 (1957), стр. 1292, рис. 1].

для установления этой зависимости. Они аппроксимировали экспериментальную функцию распределения суммой подходящих полиномов по  $\cos \theta$  и обнаружили, что наилучшее согласие получается при наличии только константы и линейного члена.

С этими исходными данными по методу наименьших квадратов было определено  $W(\theta)$ . На рис. 10.6 представлены соответствующие данные и линейная функция по  $\cos \theta$ , откуда

$$W(\theta) = 1 - (0,174 \pm 0,038) \cos \theta.$$

Из статистического анализа следовало, что указанная ошибка равна как раз стандартному отклонению, а отсюда «вытекало, что наблюдаемая асимметрия действи-

тельно существует с очень высокой степенью надежности».

«В целях дополнительной проверки возможной неточности аналогичным образом определялись распределение направлений испускания мюонов относительно направления падения пионного пучка. Это распределение, как и следовало ожидать, было изотропным (с точностью до статистических ошибок)». Точнее, параметр анизотропии оказался равным  $-0,026 \pm 0,029$ .

Фридмен и Телегди указали, что, поскольку природа обоих взаимодействий в этих распадах в деталях неизвестна, отсутствует теоретическое значение коэффициента  $a$ , которое можно использовать для сравнения; вместо этого полученное экспериментальное значение в принципе можно было бы впоследствии использовать для проверки теоретических предположений<sup>1</sup>. «К сожалению, экспериментальное значение  $a$  лишь косвенно связано с коэффициентом асимметрии, предсказываемым теорией. Мюоны за время жизни могут деполаризоваться в результате действия различных причин, и наблюдаемое значение  $a$  представляет собой лишь нижний предел». Действительно, в эксперименте на циклотроне Колумбийского университета было установлено, что асимметрия, измеренная в графите, почти вдвое больше той, что измерена в ядерной эмульсии; это показывало, что существуют какие-то механизмы деполаризации, зависящие от среды. Кроме того, если, как предполагалось выше, некоторые мюоны образуют мюоний и если при этом даже не возникает никаких других эффектов, то это обстоятельство создает уже особую проблему. Последующие эксперименты в Чикагском университете, о которых сообщалось в примечании, данном Фридменом и Телегди уже на стадии корректуры их подробной статьи, действительно показали, что мюоний образуется.

«Мюоний будет иметь основное  $^1S_0$ - и первое возбужденное  $^3S_1$ -состояния, разделенные друг от друга сверхтонким расщеплением [на  $\hbar \cdot 3 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ ]. Если  $\mu^+$ -мезон первоначально находится в полностью поляризованном

<sup>1</sup> Вейнрих в своей диссертации сравнивал результаты эксперимента на циклотроне Колумбийского университета с различными теоретическими гипотезами.

состоянии, скажем  $\alpha(\mu)$ , в то время как электроны среды, разумеется, не поляризованы [т. е. имеют поляризации  $\alpha(e)$  и  $\beta(e)$ ], то может образоваться два состояния мюония,  $\alpha(\mu)\alpha(e)$  и  $\alpha(\mu)\beta(e)$ . Первое из них представляет собой точное собственное состояние мюония ( ${}^3S_1$ ,  $m = 1$ ), тогда как второе не является таковым -- оно соответствует когерентной суперпозиции состояний  ${}^1S_0$  и  ${}^3S_1$  с  $m = 0$ . В соответствии с природой процесса захвата атомы  $\alpha(\mu)\alpha(e)$  и  $\alpha(\mu)\beta(e)$  будут образовываться в равных количествах, что приводит к зависящему от времени суммарному значению  $z$ -компоненты спина мюона после захвата, равному  $\langle S_z(t) \rangle = \langle S_z(0) \rangle \cos \omega t$ , где  $\omega \simeq 3 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ . Таким образом, 50% мюонов, захваченных в мюоний, будут эффективно деполаризованы за время, малое по сравнению со средней продолжительностью их жизни до распада ( $2 \cdot 10^{-6} \text{ с}$ ). Следовательно, если  $x$  — доля мюонов, образующих мюоний, то теоретические значения коэффициента асимметрии  $a$  уменьшается до величины  $a(1 - x/2)$ , при условии что в игру не вступят какие-либо другие деполаризующие механизмы.

В данном внешнем магнитном поле мюоний, находящийся в состоянии  ${}^3S_1$ , будет прецессировать с угловой скоростью около  $1,4 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}/\text{Гс}$ , что примерно в 100 раз превосходит скорость прецессии свободного мюона. Это и потребовало от нас больших предосторожностей по экранированию магнитного поля.

С другой стороны, некоторые механизмы деполаризации, слишком медленно действующие, чтобы заметно воздействовать на спин свободного положительного мюона за время его жизни, могли бы весьма эффективно привести к релаксации полного спина мюония в  ${}^3S_1$ -состоянии. Если бы такие механизмы действовали, коэффициент асимметрии  $a(1 - x)$  наблюдался бы даже в идеально экранированной эмульсии... Несколько последовательных процессов, в которых происходит «обмен заряда», также могли бы привести примерно к такому же уменьшению асимметрии.

Высказанные замечания следует иметь в виду при сравнении наших результатов с полученными ранее в экспериментах, при которых прецессия спина мюона вызывалась приложением внешнего поля». Тем не менее, поскольку даже при возможном наличии подобных про-

цессов деполаризации наблюдаемое значение асимметрии было отлично от нуля, «можно заключить, что оба взаимодействия, ответственные за переходы в схеме распада  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ , не являются инвариантными относительно инверсии пространства».

Эти новые данные привлекли к себе значительное внимание, причем не только физиков, но и неспециалистов; так, журнал «Тайм» сообщил об этих исследованиях в пространной статье. Была еще одна группа ученых, заставившая говорить о себе, — это группа, работавшая в Брукхейвенской национальной лаборатории под руководством Р. Рональда Рау, которая поставила себе задачу изучить угловое распределение частиц в реакции распада  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ , проинтегрированное по всему спектру импульсов  $\mu^+$ -мезонов, остановленных в жидком водороде. К моменту публикации своих результатов эти исследователи уже были знакомы с еще не опубликованными результатами двух других групп, занимавшихся изучением этой реакции. Они писали: «Весьма вероятно, что наиболее эффективный механизм деполаризации при остановке  $\mu^+$ -мезонов связан с захватом и потерей электронов на конечном участке их пути<sup>1</sup>. Тогда вполне вероятно, что деполаризация замедляющихся  $\mu^+$ -мезонов будет меньшей в веществах, обладающих высокими ионизационными потенциалами, поэтому в водороде она может быть меньше, чем в углероде». Эти результаты также были опубликованы в виде письма в *The Physical Review*, но позже, чем все остальные.

Эксперимент, осуществленный в Брукхейвенской лаборатории, был значительно проще описанных ранее. « $\pi^+$ -Мезоны с энергией 100 МэВ, созданные при бомбардировке медной мишени протонами с энергией 1 БэВ на космотроне<sup>2</sup>, подвергались магнитной селекции и направлялись в пузырьковую камеру (длина — 6 дюймов, глубина — 2 дюйма и высота 3 дюйма) с жидким водородом. В пучок вводились подходящие поглотители, благодаря чему  $\pi^+$ -мезоны полностью останавливались в камере. Согласно Ли и Янгу,  $\mu^+$ -мезоны поляризуются так, что их спины ориентированы в направлении их

<sup>1</sup> Сравните с предположениями Фридмана и Телегди

<sup>2</sup> Космотрон — название протонного синхротрона в Брукхейвене.

испускания покоящимися  $\mu$ -мезонами. Поскольку  $\mu$ -мезоны распадаются изотропно,  $\mu$ -мезоны поляризованы случайным образом относительно любого магнитного поля, присутствующего в камере; при этом их прецессия будет приводить к нарушению угловой корреляции. Поэтому

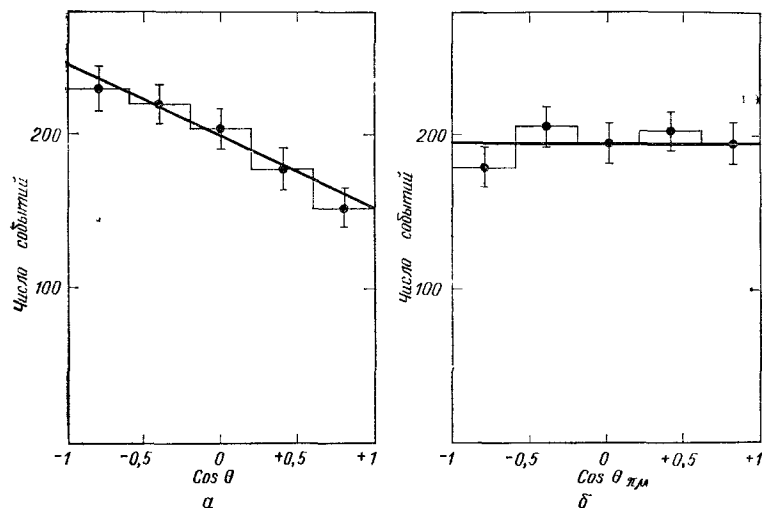


Рис. 10.7. Угловое распределение электронов при распаде  $\mu^+$  в пузырьковой камере Брукхейвенской национальной лаборатории (а) (прямая — наилучшая линейная аппроксимация по методу наименьших квадратов [Phys. Rev., 105 (1957), стр. 1928, рис. 1]). Угловое распределение мюонов при распаде  $\pi^+$  в эксперименте, проведенном в Брукхейвенской национальной лаборатории (б) (прямая — наилучшая аппроксимация по методу наименьших квадратов; она дает  $(1 + (0,043 \pm 0,045) \cos \theta)$  [Phys. Rev., 105 (1957), стр. 1928, рис. 2]).

камеру помещали в размагничивающую катушку, вследствие чего поле в камере снижалось до величины не выше 0,25 Гс». По-видимому, трудоемкая работа по просмотру снимков и измерению соответствующих событий выполнялась обычными методами, поскольку в работе полностью отсутствуют какие-либо упоминания о специальных методах и связанных с ними предосторожностях.

«На рис. [10.7, а] показано угловое распределение, полученное из наблюдения 980 событий. Аналогичная зависимость углов между траекториями частиц  $\pi - \mu$ ,

представленная на рис. [10.7, б], согласуется с ожидаемой для этого типа распада сферической симметрией. Вследствие того что длина пробега  $\mu$ -мезонов (равная 1,1 см) мала по сравнению с размерами камеры, и ввиду изотропии направлений движения  $\mu$ -мезонов маловероятно, чтобы погрешности, возникающие при просмотре или измерении, существенно влияли на картину распределения». Распределение вновь имело вид  $1 - a \cos \theta$ , где  $a = 0,25 \pm 0,045$ . Таким образом, было получено еще одно подтверждение, хотя наличие явления в известном смысле и не вызывало сомнений.

К рассказанному в этой главе можно добавить еще кое-что интересное. Ли и Янг в своей первой работе по несохранению четности не упомянули об одном следствии, наиболее легко поддающемся экспериментальной проверке, а именно что электроны, возникающие при  $\beta$ -распаде, должны иметь продольную поляризацию (здесь отсутствие инвариантности по отношению к отражению вновь проявляется в наличии спирального движения). Ли и Янг, однако, рассмотрели эту возможность в начале 1957 г. в статье, содержащей теорию  $\beta$ - и  $\pi - \mu - e$ -распадов<sup>1</sup>. Предположение Ли и Янга было проверено группой ученых в Иллинойском университете, работавших под руководством Ханса Фрауенфельдера. Результаты их исследования были опубликованы в *The Physical Review* в мае 1957 г. Примерно два года спустя Ли Гродзенс из Брукхейвенской национальной лаборатории в журнале *Proceedings of the National Academy of Sciences* указал на то, что аналогичное исследование уже было проведено почти тридцать лет назад: «В 1928 г. Р. Т. Кокс, С. Г. Мак-Ильрайт и Б. Курельмейер провели исследование двойного рассеяния бета-лучей, испускаемых радием. Результаты этой работы теперь можно интерпретировать как доказательство нарушения четности в слабых взаимодействиях».

Геометрия такого опыта показана на рис. 10.8. В части А изображена ситуация для первоначально неполяризованного пучка. Обе мишени тонкие, рассеяние на первой из них приводит в основном к поляризации пучка,

<sup>1</sup> Однако, решения исходной «проблемы  $\tau - \theta$ » не было найдено, так как новое предположение в основном касалось вопросов, связанных со свойствами нейтрино, участвующих в  $\beta$ - и  $\mu$ -распадах, но не имело отношения к пионным схемам распадов частиц  $\tau$  и  $\theta$

тогда как вторая мишень служит анализатором. Возникающая поляризация является поперечной и направлена так, что при втором рассеянии интенсивность больше в положении источника  $180^\circ$ , чем в положении  $0^\circ$ , тогда

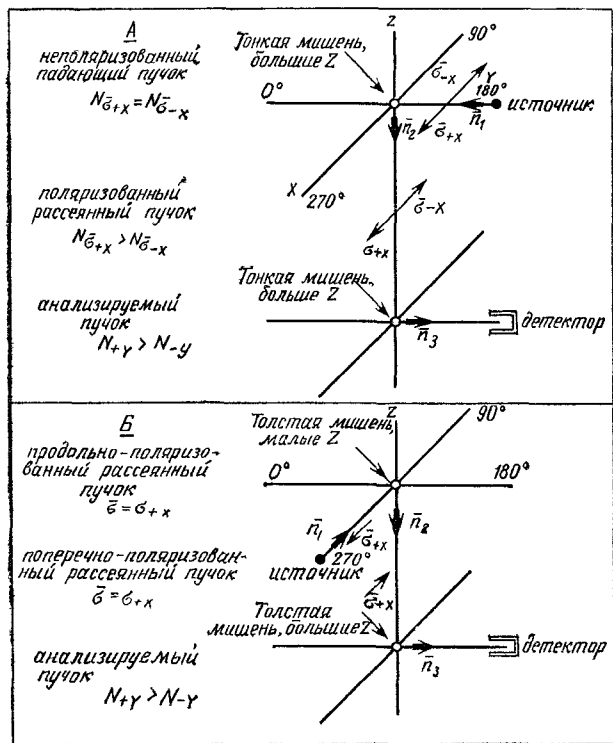


Рис. 108 Геометрия опыта для наблюдения двойного рассеяния (источник поворачивается, детектор неподвижен).

А—для пучка, первоначально не поляризованного, В—для первоначально продольно-поляризованного пучка [Proc. Nat. Acad. Sci. (U. S.), 45 (1959), стр. 400, рис. 1].

как при  $90^\circ$  и  $270^\circ$  интенсивности одинаковы. На части рисунка В представлена ситуация, когда пучок предварительно продольно поляризован (на рисунке показан частный случай, когда спин и импульс ориентированы в различных направлениях). Здесь вновь вторая рассеивающая мишень служит анализатором; первое рассеяние происходит на толстой мишени, что приводит к много-

кратному рассеянию и изменению поляризации с продольной на поперечную. В этом случае, наоборот, существенная асимметрия наблюдается между случаями расположения источника при углах  $90^\circ$  и  $270^\circ$ ...

Именно такую асимметрию и наблюдали Кокс и др.<sup>1</sup> Их установка, особенно счетчик, не слишком заслуживала доверия, а теория, связывающая асимметрию рассеяния с поляризацией, тогда не была еще создана. Тем не менее исследователи были убеждены в том, что эффект действительно имеет место, и они предположили, что «причину асимметрии следует искать в некоторой асимметрии самого электрона». Их работа была продолжена Карлом Т. Чейзом, студентом Кокса, который в некоторых отношениях улучшил установку и получил хотя и меньшее значение асимметрии, но качественно подтвердил результат предыдущего эксперимента. Тем временем была разработана и теория поляризации при двойном рассеянии. Однако эксперимент по-прежнему имел слишком много уязвимых мест, и потому его выводы не были приняты всерьез.

Особенно интересно отметить, что еще до опубликования своей статьи Гродзенс понял, что асимметрия, о которой сообщали Кокс и др, имела неправильный знак. Это заинтересовало Гродзенса настолько, что он вместе со своим студентом Сиднеем Альтманом построил точно такую же установку (лишь заменив радиy на стронций  $^{90}\text{Sr}$ ). Проведя серию опытов с различными мишенями, они обнаружили асимметрию, которая, как они и ожидали, имела знак, противоположный тому, о котором сообщали Кокс и др. По мнению Гродзенса (против которого Кокс возражал), «роковая ошибка вкралась за время между моментом получения данных и написанием статьи».

Разумеется, данный вопрос представляет чисто академический интерес, так как эти ранние результаты не были приняты. Однако в 1957 г. сомнениям не осталось места.

<sup>1</sup> Вторая мишень в этих опытах также была толстой, а не тонкой, однако измеримый эффект все же должен был присутствовать.

## ИСПУСКАНИЕ И ПОГЛОЩЕНИЕ γ-ИЗЛУЧЕНИЯ БЕЗ ОТДАЧИ

Выдающееся значение большинства экспериментов связано с тем влиянием, которое они оказывают непосредственно в своей области, так как приводят к более глубокому пониманию явлений или открывают новые пути исследования. Однако некоторые эксперименты оказывают решительное воздействие на развитие других отраслей знаний и таким образом становятся знаменательной вехой в истории науки. В этой главе описан один из таких экспериментов; эффект, открытый в ходе исследований по ядерной физике, приобрел фундаментальное значение не только в ядерной физике (где он оказывает скорее лишь косвенное влияние), но и в других областях физики, в частности гравитации и физике твердого тела. Ученый, открывший этот эффект, Рудольф Мёссбауэр из Мюнхенского технического института (начавший свои работы в Институте медицинских исследований имени Макса Планка в Гейдельберге), был удостоен Нобелевской премии по физике в 1961 г.

Мёссбауэр интересовался взаимодействием атомного ядра с электромагнитным излучением: он полагал, что таким путем можно выявить динамику нуклонов, по аналогии с тем, как полстолетия назад путем изучения электромагнитных свойств атомов удалось создать теорию атома. При исследовании атомов полезным инструментом оказалась резонансная флуоресценция, возникающая вследствие того, что, поглощая свет одной из своих собственных частот, атом возбуждается, а затем вновь переизлучает его. Для изучения ядра это явление не могло быть использовано непосредственно из-за эффекта отдачи. Мёссбауэр описывал это следующим образом:

«Ядерная резонансная флуоресценция, обусловленная γ-излучением, в обычных условиях наблюдается с

большим трудом, поскольку γ-кванты при излучении и поглощении из-за передачи ими импульса излучающему или поглощающему ядру теряют много энергии. Изменения энергии вследствие отдачи импульса γ-квантом приводит к тому, что линии излучения и поглощения существенно смещены друг относительно друга и тем самым нарушено условие резонанса».

Чтобы найти величину энергии отдачи, рассмотрим испускание фотона с энергией  $E_\nu = h\nu$  системой массой  $M$ , которая первоначально покоилась. Обозначим энергию перехода, т. е. разность энергий между начальным и конечным состояниями покоящейся системы, через  $E_0$ . При акте эмиссии эта энергия распределяется между фотоном и системой, испытывающей отдачу. Нетрудно найти связь между  $E_\nu$  и  $E_0$ . Фотон обладает импульсом  $E_\nu/c$ ; соответственно система приобретает равный по величине и противоположный по направлению импульс отдачи и, следовательно, кинетическую энергию  $(E_\nu/c)^2/2M = E_\nu^2/2Mc^2$ , что в сумме с величиной  $E_\nu$  должно быть равно энергии перехода:

$$E_\nu + \frac{E_\nu^2}{2Mc^2} = E_0. \quad (11.1)$$

Величина  $Mc^2$  есть не что иное, как энергия покоя системы, испускающей фотон, как для ядра, так и для атома, равная по порядку величины миллиардам электрон-вольт. С другой стороны, энергия перехода  $E_0$ , а также энергия фотона  $E_\nu$  не могут превышать нескольких миллионов электрон-вольт даже для ядер; для атомов же она лишь в редких случаях составляет порядка нескольких тысяч электрон-вольт. Следовательно, с хорошим приближением из уравнения (11.1) получаем<sup>1</sup>

$$E_\nu \approx E_0 - \frac{E_0^2}{2Mc^2}.$$

<sup>1</sup> В этом нетрудно убедиться, решая уравнение методом последовательных приближений. В первом приближении можно пренебречь членом  $E_\nu^2$ , что дает  $E_\nu \approx E_0$ ; далее это значение подставляется вместо  $E_\nu$  в члене  $E_\nu^2$ , что приводит к лучшему приближению, указанному в тексте. Если требуется большая точность, процесс можно продолжить.

Аналогичные рассуждения показывают, что энергия  $E$ , необходимая для возбуждения системы массой  $M$  при поглощении фотона с энергией  $E_\nu$ , равна

$$E \approx E_\nu - \frac{E_\nu^2}{2Mc^2}.$$

Следует заметить, что энергия  $E_\nu$  фотона, рождающегося при переходе системы из одного состояния в другое, всегда меньше энергии перехода  $E_0$ , но больше энергии перехода  $E$ , который может происходить при поглощении фотона; эти две величины разделены интервалом порядка  $E_0^2/Mc^2$ .

Для атомных переходов эта разность составляет лишь несколько миллионных долей  $E_0$  и сравнима с естественной шириной спектральных линий (а иногда и меньше ее). Однако для ядер отношение этой разности к энергиям перехода составляет несколько тысячных, тогда как естественная ширина линий имеет порядок всего лишь  $10^{-13}$  от энергии перехода. Таким образом, если в случае атомов еще имеет место значительное перекрытие между распределениями по энергиям испущенных фотонов и поглощающих атомных состояний, подобное перекрытие отсутствует в случае ядерного излучения.

Очевидно, что эффект отдачи удалось бы практически полностью исключить, если бы массу  $M$  возможно было увеличить на много порядков. Достижение Мёссбауэра состояло в том, что он показал реальную возможность это сделать. А именно при определенных условиях, когда ядра связаны в кристаллической решетке, они ведут себя не как свободные частицы и импульс отдачи при излучательном переходе воспринимается всем кристаллом. Это означает, что массой  $M$ , которая фигурировала в вышеприведенных рассуждениях, теперь будет масса кристалла, в  $\sim 10^{23}$  раз превосходящая массу ядра.

Предлагались и другие методы, позволяющие обойти указанную трудность; один из них использовал Мёссбауэр, проводя свои первые эксперименты, которые и привели его к открытию. Об этом он сообщил в 1958 г. в журнале *Zeitschrift für Physik*. Все эти методы основаны на создании доплеровского сдвига частоты  $\gamma$ -излу-

чения, происходящего при движении излучающего и (или) поглощающего ядра. Для получения необходимой скорости движения использовались различные методы: центрифуга, движение ядер, возникающее в результате отдачи после испускания или поглощения излучения, а также тепловое движение при сравнительно высоких температурах. Мёссбауэр выбрал последний метод. Как отмечал Мёссбауэр, во всех предыдущих экспериментах «проводилось изучение рассеяния и кванты, резонансно рассеиваемые ядрами, приходилось выделять на фоне упругого и комптоновского рассеяния». Все это приводило к значительным экспериментальным трудностям, а также к весьма серьезным ограничениям при выборе нуклидов, для которых данный метод мог быть применен.

Мёссбауэр обнаружил, что «указанные трудности можно обойти, если эффекты, связанные с резонансами, измерять по поглощению. Однако, поскольку рассматриваемые эффекты, особенно для мягкого  $\gamma$ -излучения, очень малы по сравнению с поглощением этого излучения атомной оболочкой, чрезвычайно жесткие требования предъявляются к точности и стабильности измерительной аппаратуры для измерения времени жизни<sup>1</sup> ядерного уровня в опытах по поглощению...

Исследование ядерной резонансной флуоресценции особенно интересно в диапазоне энергий мягкого  $\gamma$ -излучения, для которых при низких температурах следует ожидать влияния химической связи в твердых телах на результаты эксперимента.

В настоящей работе определено время жизни  $\tau_\gamma$  уровня с энергией 129 кэВ в иридии  $^{191}\text{Ir}$ . Исследование при температуре жидкого кислорода обнаружило сильное влияние химической связи на сечение взаимодействия при ядерном поглощении... Эффект химической связи чрезвычайно чувствителен к спектру колебаний кристаллической решетки твердого тела».

По причинам, которые мы объясним ниже, эксперимент проводился методом сравнения. «На рис. [11.1] представлена экспериментальная установка, а на

<sup>1</sup> Сечение резонансного поглощения зависит от естественной ширины линии  $\Gamma$ , которая в свою очередь связана со временем жизни соотношением неопределенностей  $\tau \approx h/\Gamma$ ,



рис. [11.2] — устройство криостата с поглотителями. Поглотители — две прокатанные фольги, одна из иридия, другая из платины, каждая толщиной около 0,4 мм и диаметром 35 мм, — устанавливались так, чтобы обеспечить им возможность беспрепятственного сжатия при охлаждении.

Измерялось поглощение в иридии  $\gamma$ -излучения с энергией 129 кэВ, испускаемого при  $\beta$ -распаде ядер осмия  $^{191}\text{Os}$ ... Наблюдаемый спектр в дополнение к линиям... испускаемым  $^{191}\text{Os}$ , имеющим период полураспада

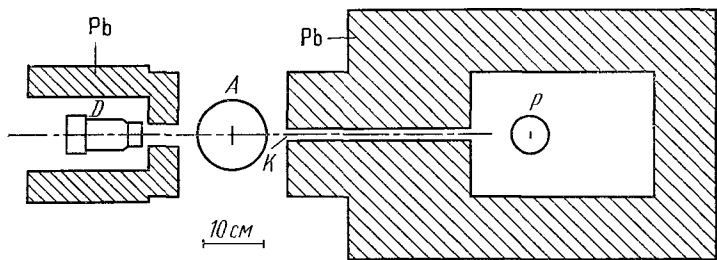


Рис 111. Схема первого эксперимента Мессбауэра.

$A$  — криостат с поглотителем,  $P$  — криостат, содержащий источник,  $D$  — детектор (сцинтилляционный кристалл NaI и фотомножитель),  $K$  — котел и магнит. Элементы  $A$  и  $P$  устанавливаются на массивном основании [Z. Physik, 151 (1958), стр. 132, рис. 2].

16 дней, содержит также компоненты...  $^{185}\text{Os}$  с периодом полураспада 95 дней, дающего жесткие линии с энергией 640 и 875 кэВ при высечивании  $^{185}\text{Re}$ , который образуется при  $K$ -захвате  $^1$  в  $^{185}\text{Os}$ .

Самопоглощение резонансной линии в источниках значительно возрастает с увеличением толщины препарата, тогда как жесткая компонента излучения  $^{185}\text{Re}$  испытывает лишь незначительное самопоглощение. Из-за этого относительная доля жесткой компоненты излучения источника возрастает при увеличении его толщины. Поэтому препарат располагался в виде слоя площадью 80 мм<sup>2</sup>, а его количество не превышало 0,6 г... Препарат

<sup>1</sup>  $K$ -захватом называется вид радиоактивности, в котором ядро с порядковым номером  $Z$  поглощает один из электронов «собственного» атома (обычно из  $K$  или из самой внутренней оболочки) и при этом испускает нейтрино, превращаясь в ядро с порядковым номером  $Z - 1$ . В принципе  $K$ -захват всегда может иметь место при наличии излучения позитронов, но он может происходить, даже если позитронное излучение запрещено по энергетическим соображениям.

перед облучением запаивался в вакууме в тонкостенной кварцевой кювете... Кювета припаивалась ко дну цилиндрического кварцевого стакана для жидкого воздуха, и все это помещалось в сосуд Дьюара. Описанный способ установки источника был необходим для того, чтобы перемещение источника, связанное с сокращением поддерживающих элементов при охлаждении, было минимальным. Такое перемещение могло бы привести к изменению средней толщины поглотителя, «видимого» источником (если поглотитель не строго плоскопараллелен). Основная экспериментальная трудность при измерении времени жизни состоит в том, чтобы полностью исключить влияние изменения геометрии при охлаждении на результаты измерения.

Проблема была удовлетворительно решена путем крепления источника описанным методом, использования почти плоскопараллельных поглотителей значительной площади и выбора относительно большого расстояния (не менее 50 см) от источника до поглотителей.

Прямое определение сечения взаимодействия при ядерном резонансном поглощении путем измерения коэффициента полного ослабления, вообще говоря, невозможно, так как ядерное резонансное поглощение обычно очень мало по сравнению с поглощением атомными оболочками. Ядерный резонансный эффект в  $^{191}\text{Ir}$  определялся поэтому дифференциальным методом, и поглощение резонансной линии в резонансном иридиевом

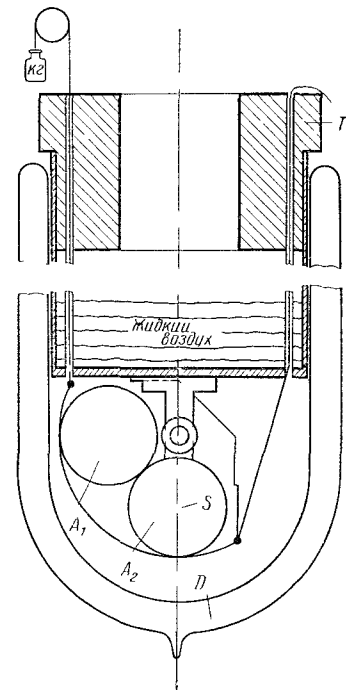


Рис 112. Схема криостата с поглотителем

Показано устройство, с помощью которого любой из двух поглотителей  $A_1$  и  $A_2$  можно установить в точке  $S$  падения пучка путем натягивания шнура  $D$  — стенка сосуда Дьюара,  $T$  — теплоизолирующий поршень [Z. Physik, 151 (1958), стр. 133, рис. 3].

поглотителе измерялось при различных температурах в таких условиях, что изменение результирующей интенсивности находилось в прямой связи с сечением резонансного поглощения, а любые побочные эффекты исключались. Сечение поглощения есть функция температуры источника и поглотителя. Ввиду температурной зависимости полного поглощения все измерения проводились при постоянной температуре поглотителя — в каждом случае менялась лишь температура источника. Температурная зависимость полного поглощения обусловлена тем очевидным обстоятельством, что при изменении температуры изменяется число атомов поглощающего вещества, приходящееся на 1 см<sup>2</sup> поверхности. В рассматриваемом случае этот эффект приводит к изменениям, обратным тем, которые вызывает ядерный резонанс, и перекрывает последние. Этого удалось избежать, изменяя лишь температуру источника. Разумеется, самопоглощение в источнике также обнаруживает, хотя и слабую, температурную зависимость. Этот эффект, также противоположный возникающему при резонансе, удалось исключить благодаря поочередному измерению интенсивности излучения, прошедшего через резонансный поглотитель и поглотитель сравнения. Изменение самопоглощения в источнике влияет в одинаковой степени на интенсивность излучения после прохождения каждого из поглотителей, тогда как ядерный резонансный эффект проявляется лишь при резонансном поглощении; поэтому влияние самопоглощения можно исключить при дифференциальном измерении, если подобрать поглотители с примерно одинаковой поглощающей способностью...

Иридий ( $Z = 77$ ) служил резонансным поглотителем, платина ( $Z = 78$ ) — поглотителем сравнения. Различие в интенсивностях излучения, прошедшего через оба поглотителя, составляло при комнатной температуре около 0,1%. Измерялись полные интенсивности  $I_t^{Ir}$  и  $I_t^{Pt}$  после прохождения резонансного поглотителя (Ir) и поглотителя сравнения (Pt).

Для измерения влияния химической связи на ядерное резонансное поглощение поглотители всегда находились при температуре жидкого кислорода. Температура источника менялась в пределах от точки кипения кислорода до точки кипения воды...»

Непосредственно определяемой величиной была относительная разность  $(I_t^{Ir} - I_t^{Pt}) / I_t^{Pt}$  при различных температурах источника. Анализ, который мы здесь не приводим, позволяет перейти от этой разности к сечению  $\sigma_{ra}$  резонансного поглощения.

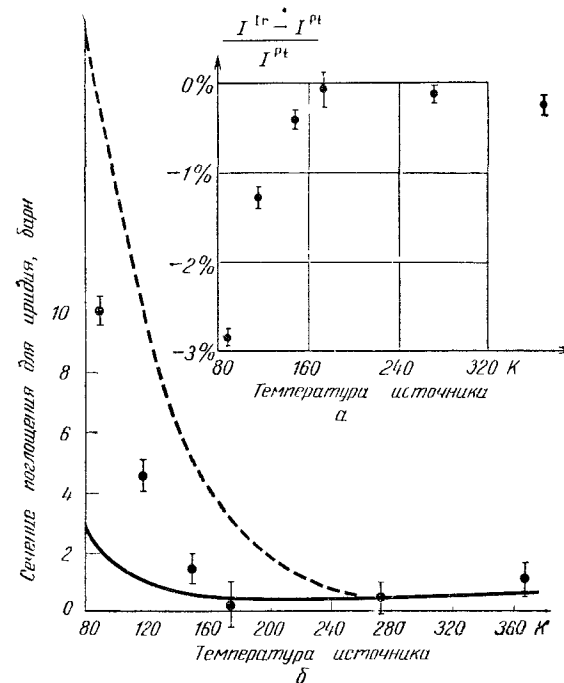


Рис. 11.3. Изменение относительной разности интенсивностей  $\gamma$ -излучения после поглощения в иридии и платине в зависимости от температуры источника (а). (Температура поглотителей 88 К) Сечение резонансного поглощения  $\gamma$ -излучения  $^{191}\text{Ir}$  в зависимости от температуры (б), полученное на основании данных, приведенных в части (а) [Z. Physik, 151 (1958), стр. 140, рис. 8].

«На рис. [11.3] приведены результаты измерений, при которых поглотители были охлаждены<sup>1</sup>. На рис. [11.3, а] представлены разности интенсивностей излучения, измеренных после резонансного поглотителя и поглотителя сравнения, на рис. [11.3, б] — вычисленное

<sup>1</sup> При измерениях собственно времени жизни поглотители подерживались при комнатной температуре.

по этим данным сечение поглощения... На рис. [11.3, б] дана также теоретическая кривая изменения сечения при двух различных распределениях частот в спектре колебаний кристаллической решетки иридия». Теоретический анализ был основан на работе У. Е. Лэмба-мл., опубликованной им двадцать лет назад, в которой рассматривался резонансный захват нейтронов кристаллом.

Как можно видеть, обе теоретические кривые лишь качественно согласуются с экспериментальными результатами; однако отсутствие точного соответствия было несущественным, так как теория содержала предположения, допускающие изменения (сплошная и пунктирная линии демонстрируют, как влияют на результат различные предположения относительно спектра колебаний кристаллической решетки). Важно было то, что как теория, так и эксперимент показывали сильное возрастание сечения по мере понижения температуры источника. Это находится в резком противоречии с интуитивными предположениями, что понижение температуры приведет просто к уменьшению доплеровского уширения линии, связанного с тепловым движением, и тем самым к уменьшению перекрытия пиков резонансного поглощения и испускания. В своей статье, опубликованной в *Zeitschrift für Naturforschung*, Мёссбауэр, описывая дальнейшее развитие темы, так суммировал теоретические соображения.

«Испускание или поглощение кванта ядром, связанным в кристалле, приводит, вообще говоря, к изменению колебательного состояния кристаллической решетки, которая получает импульс отдачи. Вследствие квантования собственной энергии кристалла он может поглощать энергию отдачи лишь дискретными порциями. При понижении температуры вероятность возбуждения собственных уровней кристалла уменьшается, поэтому при испускании мягких  $\gamma$ -квантов некоторая часть переходов происходит так, что импульс отдачи воспринимает весь кристалл в целом. Кванты, испущенные или поглощенные при этом, практически не испытывают потери энергии из-за большой массы кристалла, поэтому они идеально соответствуют условию резонанса.

На рис. [11.4] показаны теоретические спектры испускания и поглощения при переходе в  $^{191}\text{Ir}$  с энергией 129 кэВ, происходящем при температуре 88 К.

Каждый спектр состоит из двух частей.

1. Широкое распределение, отражающее тепловое движение атомов, связанных в кристаллической решетке. Квантовые переходы, попадающие в область этой «тепловой» линии, связаны с изменением колебательного состояния кристаллической решетки.

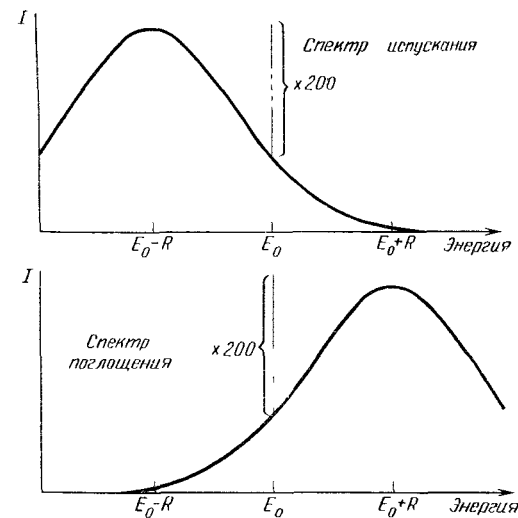


Рис. 11.4. Положение и форма спектров испускания и поглощения при 88 К для перехода в  $^{191}\text{Ir}$  с энергией 129 кэВ со временем жизни  $\tau = 1,4 \cdot 10^{-10}$  с.

Начало отсчета энергии не показано; масштаб по вертикальной оси произвольный, высота линии при  $E=E_0$  (резонансном значении энергии) дана в уменьшенном масштабе 1:200.  $R$ —энергия отдачи свободного ядра, равная  $E_0^2/2Mc^2$  [*Z. Naturforsch.*, 14a (19'9), стр. 213. рис. 1].

2. Чрезвычайно интенсивная линия с естественной шириной, определяемой теми квантовыми переходами, при которых не происходит потери энергии из-за отдачи, так как импульс отдачи полностью принимает кристалл как целое. Эта линия «без отдачи» при испускании и поглощении не смещается относительно резонансной энергии  $E_0$ .

При уменьшении температуры вторая компонента возрастает относительно первой, и именно поэтому увеличивается сечение резонансного поглощения.

Если несмещенная линия действительно имеет только естественную ширину, то следовало ожидать, что возможно нарушить условия резонанса при помощи эффекта Доплера при весьма малой скорости. Тем самым, во-первых, удалось бы прямым путем измерить ширину линии и, во-вторых, подтвердить наличие эффекта. Мёссбауэр успешно осуществил эту программу и сообщил о

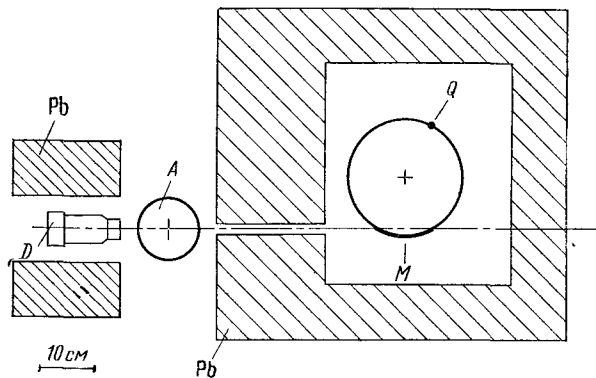


Рис 11.5 Геометрия эксперимента.

A — криостат с поглотителем, Q — вращающийся криостат с источником, D — сцинтилляционный детектор, M — часть траектории, на которой находится источник при измерениях [Z. Naturforsch., 14a (1959), стр. 215, рис. 2].

результатах в письме в журнал *Die Naturwissenschaften*, а также в уже упоминавшейся статье в *Zeitschrift für Naturforschung*. Ее мы цитируем ниже.

«В настоящей работе на примере  $^{191}\text{Ir}$  доказано существование узких линий испускания и поглощения  $\gamma$ -излучения. С этой целью мы использовали метод центрифуги. Источник двигался относительно поглотителя, что благодаря эффекту Доплера приводило к смещению линии испускания в сторону большей или меньшей энергии. Это смещение линии испускания устраняло существующее при покоем источнике полное перекрытие линий испускания и поглощения без отдачи. При этом нарушалось условие резонанса и исчезало сильное резонансное поглощение на линии без отдачи. Анализ интенсивности  $\gamma$ -излучения с энергией 129 кэВ, проникающего сквозь резонансный (иридиевый) поглотитель, в зависимости от относительной скорости источника и поглоти-

теля в этом случае дает непосредственно ширину линии без отдачи, т. е. естественную ширину, а тем самым и время жизни уровня с энергией в 129 кэВ в  $^{191}\text{Ir}$ ...

На рис. [11.5] изображена экспериментальная установка. Устройство криостата было описано ранее. Резонансный поглотитель (иридий) и поглотитель сравнения

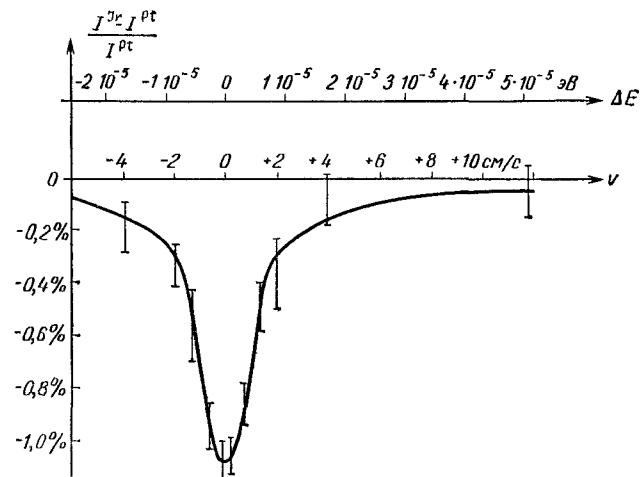


Рис. 11.6. Зависимость относительной разности интенсивностей  $(I^{\text{Ir}} - I^{\text{Pt}})/I^{\text{Pt}}$  излучения после прохождения им платинового и иридиевого поглотителей от относительной скорости источника и поглотителя.

На верхней горизонтальной шкале показаны соответствующие сдвиги энергии [Z. Naturforsch., 14a (1959), стр. 215, рис. 3].

(платина) могли поочередно вводиться в пучок излучения. Оба поглотителя и источник находились при температуре жидкого кислорода. Сцинтилляционный спектрометр управлялся фоточувствительной ячейкой, так что регистрировались только кванты, испускаемые источником во время прохождения им той части траектории, которая выделена на рисунке жирной линией.

Результаты измерений представлены на рис. [11.6]. Каждая точка в полученных данных определялась примерно по 10 измерениям интенсивности излучения за каждым из поглотителей. Полное время измерений составило 14 дней. Интенсивность излучения за поглотителем сравнения (платиной) в пределах точности

измерений не зависела от относительной скорости  $v$ . Указанные на графике *средние* ошибки определялись по разбросу отдельных измерений и всегда превосходили статистические ошибки... После соответствующей численной обработки была построена кривая, указанная на рисунке; она отвечает ширине линии  $\Gamma = (4,6 \pm 0,6) \cdot 10^{-6}$  эВ для уровня  $^{191}\text{Ir}$  с энергией 129 кэВ».

Мёссбауэр рекомендовал разработанный им метод как новый инструмент для изучения низколежащих возбужденных состояний с очень коротким временем жизни. По существу, этот метод позволял оценивать и само время жизни уровня значительно надежнее, чем любой из существовавших ранее методов. Однако наиболее важной чертой нового метода оказалось то, что условие резонанса выполняется при покоящихся относительно друг друга источнике и поглотителе, тогда как перемещение одного из них со сравнительно умеренной скоростью приводило к изменению энергии, превышающему естественную ширину линии. Справедливо и обратное: любой внешний эффект, изменяющий первоначальную энергию, мог быть скомпенсирован при помощи относительного движения и величина изменения могла быть определена по значению относительной скорости, требуемой для восстановления условий резонанса. Именно это обстоятельство способствовало дальнейшему развитию метода, далеко выходящему за пределы ядерной физики. Приложения эффекта Мёссбауэра многочисленны, ниже мы остановимся лишь на некоторых из них.

В одном из ранних применений метода сверхтонкая структура ядерного перехода была использована для определения магнитного момента ядра, находящегося в возбужденном состоянии. Такая структура возникает благодаря расщеплению уровня (а также основного состояния) вследствие взаимодействия магнитного момента ядра с внутренним магнитным полем кристалла. Картина распределения интенсивности определяется тем, параллельны или перпендикулярны друг другу намагниченности источника и поглотителя, а расстояние между линиями — компонентами спектра простым образом зависит от гиромангнитных отношений двух состояний. При дальнейшем уточнении эту методику можно использовать для измерения связи между электрическим квадрупольным моментом состояния и градиентом элек-

трического поля на ядре, поскольку эта связь сдвигает энергии различных магнитных подуровней на разную величину и таким образом модифицирует исходную структуру линии.

Другое применение метода Мёссбауэра в ядерной физике связано с *изомерным сдвигом*. Так называется изменение энергии перехода, возникающее в результате электростатического взаимодействия ядра с электронами самых внутренних оболочек атома; оно отражает тот факт, что ядро не является точечным зарядом, и измерение этого сдвига энергии дает информацию относительно различия радиусов ядра в основном и возбужденном состояниях.

Существует еще один эффект изменения энергии, называемый *химическим сдвигом*, также обусловленный взаимодействием ядра с электронами и зависящий от характера химического окружения ядра. Это явление очевидным образом отражает влияние химического состояния на плотность электронов на ядре (соответствующим образом усредненную по объему ядра) и, следовательно, несет информацию, в частности, о характере химических связей. Однако наиболее важным применением эффекта Мёссбауэра в физике твердого тела было изучение внутренних магнитных полей и градиентов электрического поля путем использования изотопов с известными значениями магнитного дипольного и электрического квадрупольного моментов.

Особо следует отметить применение эффекта Мёссбауэра при проверке общей теории относительности. С его помощью было измерено гравитационное красное смещение, обусловленное разностью высот в 2,22 м и приводящее к сдвигу частоты порядка  $5 \cdot 10^{-15}$ , что прекрасно согласуется со значением, предсказываемым теорией.

Диапазон прочих приложений этого эффекта чрезвычайно широк — от измерения коэффициента преломления  $\gamma$ -лучей до определения химического состояния железа в различных древних красителях и глинах (последнее позволяет восстановить методы изготовления древней керамики). Эффект Мёссбауэра действительно является весьма разносторонним методом анализа.

## РЕАЛЬНОСТЬ НЕЙТРИНО

Как правило, объекты, существующие в природе, в том числе и на субатомном уровне, сначала обнаруживаются на опыте и лишь затем становятся предметом теоретических исследований. Лишь в редких случаях теоретические предсказания предшествуют наблюдению, но подобные предсказания обычно не принимаются всерьез, покуда не получают экспериментального подтверждения. Нейтрино в этом смысле представляет собой выдающееся исключение<sup>1</sup>. Существование этой частицы было постулировано в 1930 г., и в течение 25 лет ее реальность принималась на веру — в основном потому, что альтернатива представлялась еще более неудобоваримой. Поэтому было желательным попытаться обнаружить эту частицу каким-либо независимым способом. Эта попытка была успешно осуществлена группой ученых под руководством Фредерика Рейнеса и Клайда Л. Коуэна мл., о чем они сообщили в 1956 г. в журнале *Science*; подробное описание эксперимента появилось в 1960 г. в журнале *The Physical Review*. Об этой работе и пойдет речь в данной главе.

Понятие «нейтрино» было введено с целью объяснить необычные особенности  $\beta$ -распада, т. е. испускания электрона радиоактивным ядром. Уже довольно давно было установлено, что испускаемое данным элементом  $\beta$ -излучение характеризуется не одной какой-то энергией и даже не набором дискретных значений энергии — наблюдалось скорее непрерывное распределение  $\beta$ -излучения по энергиям, показанное на рис. 12.1. Это выглядело весьма загадочно, так как при переходе между двумя системами с определенными характерными значениями

энергии соответственно должна выделяться тоже вполне определенная энергия. Были проанализированы случаи, когда цепочка радиоактивных превращений разветвляется и один и тот же элемент распадается иногда с испусканием  $\beta$ -излучения, а иногда —  $\alpha$ -излучения, после чего цепочка опять замыкается, так что образуется один и тот же конечный продукт. Этот анализ показал, что максимальная энергия электронов (энергия в конечной точке) и есть то значение, которое соответствует нужной

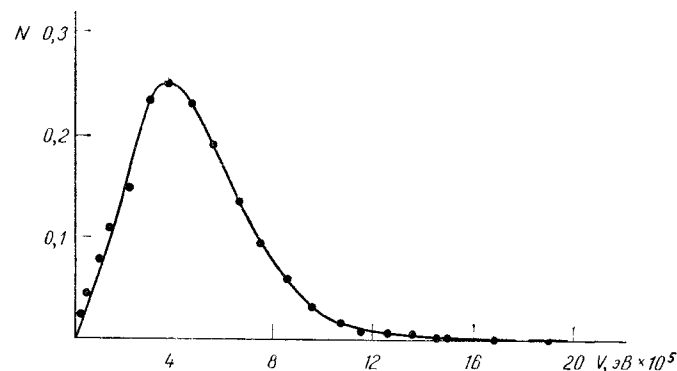


Рис. 12.1. Энергетический спектр  $\beta$ -излучения, испускаемого RaE ( $^{210}\text{Bi}$ ) [*Phys. Rev.*, 48 (1935), стр. 394, рис. 5]

разности энергии. Но тогда возникал вопрос о том, куда исчезает избыток энергии, если  $\beta$ -частица уносит лишь часть максимальной энергии. Одно предположение состояло в том, что  $\beta$ -частица покидает ядро, имея полную (максимальную) энергию, но каким-то пока не известным образом теряет ее, проходя через внешние области атома; эта гипотеза, однако, была опровергнута в 1927 г. в результате калориметрического эксперимента, осуществленного С. Д. Эллисом и В. А. Вустером, которые обнаружили, что полная энергия, переносимая  $\beta$ -частицами, соответствует как раз среднему значению энергии по распределению, а не максимальному. Ситуация еще более усложнилась, когда научились определять ядерные спины и было установлено, что налицо нарушение баланса момента импульса. А именно спины исходного и конечного ядра всегда были либо оба целыми, либо полуцелыми, кратными  $\hbar$ , тогда как спин электрона

<sup>1</sup> О другом выдающемся исключении рассказывает гл. 15 этой книги. — *Прим ред*

составляет  $\hbar/2$ , а его орбитальный момент импульса может иметь только целое значение, кратное  $\hbar$ . Поэтому, используя известные квантовомеханические правила сложения моментов, было невозможно удовлетворить закону сохранения момента импульса.

Один из возможных путей выхода из создавшегося противоречия состоял в отказе от законов сохранения энергии и момента импульса, по крайней мере на микроскопическом уровне. Даже столь авторитетная фигура, как Нильс Бор, допускал, что в действительности законы сохранения выполняются лишь в среднем, а не для каждого индивидуального процесса. Однако идея Бора, с одной стороны, выглядела слишком радикальной, чтобы найти признание, но, с другой стороны, она не могла спасти положение и объяснить данные по различным цепочкам распада. В декабре 1930 г. Вольфганг Паули выдвинул другую гипотезу. В письме к коллегам, собравшимся в Тюбингене на симпозиум по радиоактивности, он писал<sup>1</sup>: «Я решился на отчаянный шаг, чтобы спасти законы сохранения... Он состоит в предположении возможности существования электрически нейтральной частицы — которую я буду называть нейтроном, — обладающей спином  $1/2$  и подчиняющейся принципу запрета. Масса такого нейтрона должна быть того же порядка, что и масса электрона... Тогда непрерывный  $\beta$ -спектр можно будет истолковать, приняв, что при  $\beta$ -распаде вместе с каждым электроном испускается нейтрон, причем сумма энергий нейтрона и электрона сохраняется постоянной».

Паули повторил свою гипотезу в докладе, сделанном им по приглашению на собрании Американского физического общества в июне 1931 г.; однако он никогда не публиковал этот доклад<sup>2</sup>, по-видимому, чувствуя, что данную гипотезу нельзя принимать слишком серьезно. Однако Энрико Ферми подхватил гипотезу Паули<sup>3</sup> и

развил на ее основе теорию  $\beta$ -распада, с успехом объяснившую форму энергетического распределения  $\beta$ -лучей. Таким образом, существование нейтрино косвенно было проверено.

Дальнейшие косвенные свидетельства существования этой частицы начали накапливаться в последующие годы по мере того, как проводились измерения направленной отдачи и скоростей ядер, образующихся при  $\beta$ -распаде. Однако аргументы в пользу существования нейтрино, которые получали на основе таких экспериментов, фактически замыкались друг на друге. По-прежнему было необходимо найти способ прямого наблюдения нейтрино.

Трудность заключалась в свойствах нейтрино. Поскольку эта частица не заряжена, она не вызывает ионизации; даже если бы она обладала отличной от нуля массой покоя, гравитационные эффекты слишком малы, чтобы использовать их для изучения субатомных объектов. Наконец, она, вероятно, стабильна, и ее нельзя наблюдать по появлению продуктов распада. Фактически она, по-видимому, не принимает участия ни в каких взаимодействиях, кроме тех, что приводят к  $\beta$ -распаду; потому ее следовало искать в реакциях, тесно связанных с  $\beta$ -распадом.

Типичная реакция  $\beta$ -распада записывается в форме химической реакции следующим образом:



Здесь  $X$  и  $X'$  — нуклиды с атомными номерами  $Z$  и  $Z + 1$  соответственно, имеющие одинаковую атомную массу  $A$ ;  $e^-$  — испущенный электрон,  $\bar{\nu}$  — (анти)нейтрино<sup>1</sup>. Чтобы реакция могла происходить спонтанно, масса ядра  ${}_Z X^A$  должна превосходить массу ядра  ${}_{Z+1} X'^A$  более чем на массу одного электрона. В физике элементарных частиц существует принцип, согласно

частицу, сравнимую по массе с протоном. Частица Паули была гораздо менее массивна, поэтому итальянский уменьшительный суффикс «ино» оказался здесь весьма кстати.

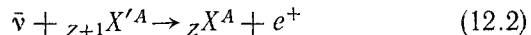
<sup>1</sup> Первоначально считалось, что нет существенного различия между нейтрино и антинейтрино. Выбор, сделанный в уравнении (12.1), был произведен в основном по соображениям удобства, так как позволил естественным образом приписать нейтрино квантовое число, известное как лептонный заряд, который, по-видимому, всегда сохраняется.

<sup>1</sup> Будучи в то время тридцати лет от роду, Паули пропустил заседание, предпочтя ему танцевальный вечер.

<sup>2</sup> Первое опубликованное упоминание об этой идее принадлежит С. Гаудсмитту, который изложил ее в своем выступлении на конференции по ядерной физике в Милане в октябре 1931 г., организованной Итальянской королевской академией.

<sup>3</sup> Именно Ферми предложил название «нейтрино», так как десятилетием ранее У. Д. Харкинс назвал «нейтроном» нейтральную

которому, если реакция идет в одном направлении, то ничто, кроме законов сохранения, не может воспрепятствовать ей протекать в обратном направлении<sup>1</sup>. В частности, если существует процесс (12.1), то процесс



столь же возможен; здесь  $e^+$  — антиэлектрон (позитрон). Кроме того, следует ожидать, что эта реакция осуществляется, если антинейтрино несет энергию, эквивалентную разности масс продуктов реакции и реагентов.

Однако взаимодействие, приводящее к процессам (12.1) и (12.2), очень слабое. Интенсивность любого взаимодействия удобно описывать с помощью безразмерной постоянной, которая включает величины, характеризующие данное взаимодействие. Например, электромагнитное взаимодействие характеризуется фундаментальной единицей заряда  $e$ , а соответствующая безразмерная постоянная  $e^2/\hbar c = 1/137$ ; для  $\beta$ -распада аналогичная безразмерная постоянная составляет около<sup>2</sup>  $10^{-10}$ . Отсюда следует, что нейтрино должно пройти сквозь слои твердого вещества толщиной во много световых лет, прежде чем вероятность того, что произойдет реакция типа (12.2), достигнет  $1/2$ .

Число актов взаимодействия можно сделать большим путем увеличения либо числа мишеней (в интересующем нас случае это должно быть твердое тело длиной в несколько световых лет), либо числа частиц, используя вместо нескольких нейтрино огромное количество их. Осуществить второй вариант оказалось возможным лишь после второй мировой войны. Хотя Солнце и представляет собой мощный источник нейтрино<sup>3</sup>, но его интенсивность постоянна, а для эксперимента необходим источник, который можно было бы включать и выключать — если не по желанию, то хотя бы в известные

<sup>1</sup> По словам Рейнеса, применимость этого принципа, известного как принцип *микроскопической обратимости*, также была одним из объектов, намеченных для экспериментальной проверки

<sup>2</sup> Гравитационное взаимодействие еще слабее; его безразмерная постоянная составляет около  $10^{-39}$ . Напротив, ядерные силы весьма велики — для них соответствующая постоянная порядка единицы.

<sup>3</sup> Для протекания процесса (12.2) требуется именно антинейтрино, однако нейтрино могло бы вызвать другой процесс, обратный (12.1), а именно  $\nu + {}_zX^A \rightarrow {}_{z+1}X^A + e^-$

моменты времени, — и наблюдать разностный эффект<sup>1</sup> (только в таком случае результат внушал бы доверие). Создание крупномасштабных устройств, где протекали бы процессы ядерного деления, дало то, что было необходимо, так как каждый акт деления приводит в среднем к шести процессам  $\beta$ -распада, в каждом из которых рождается по одному антинейтрину.

Для изучения была выбрана реакция индуцированного испускания позитрона протоном



Эта реакция обладает многими достоинствами. Первое и наиболее очевидное из них — это исключительная легкость получения протонных мишеней в воде. Второе состоит в простоте наблюдения обеих частиц — продуктов реакции — при помощи весьма характерных процессов: для нейтрона это захват его ядром с последующим испусканием  $\gamma$ -излучения, а для позитрона — аннигиляция. Наконец, третье достоинство заключается в том, что энергия, которую должно иметь антинейтрино, не слишком велика, так что значительная доля антинейтрино, рожденных в других реакциях, может вызвать реакцию (12.3).

Сначала предполагалось регистрировать только позитроны. Чтобы получить достаточно большой сигнал на весьма заметном фоне других процессов, которые могут имитировать интересующую нас реакцию, необходим такой поток нейтрино, который существует лишь на расстоянии нескольких сотен метров от места ядерного взрыва. Хотя это и звучит несколько фантастически, были разработаны конкретные планы и началось контрольное бурение скважины для эксперимента, схему которой несколько лет спустя описывал Коуэн.

«Мы должны были вблизи эпицентра взрыва вырыть шахту около 10 футов [1 фут  $\approx 0,3$  м] диаметром и 150 футов глубиной. Далее следовало поместить на дно шахты контейнер диаметром 10 футов и длиной 75 футов. В верхней его части нужно было подвесить

<sup>1</sup> Именно здесь становится необходимым наличие слоя толщиной во много световых лет. Толщи Земли или Луны достаточно для того, чтобы полностью перекрыть не только свет, идущий от Солнца, но и весь спектр электромагнитного излучения и практически поток всех атомных или субатомных частиц, но не нейтрино!



детектор вместе с записывающим устройством и все пространство над контейнером вновь засыпать грунтом

Перед взрывом необходимо было включить вакуумные насосы и откачать из контейнера воздух, насколько

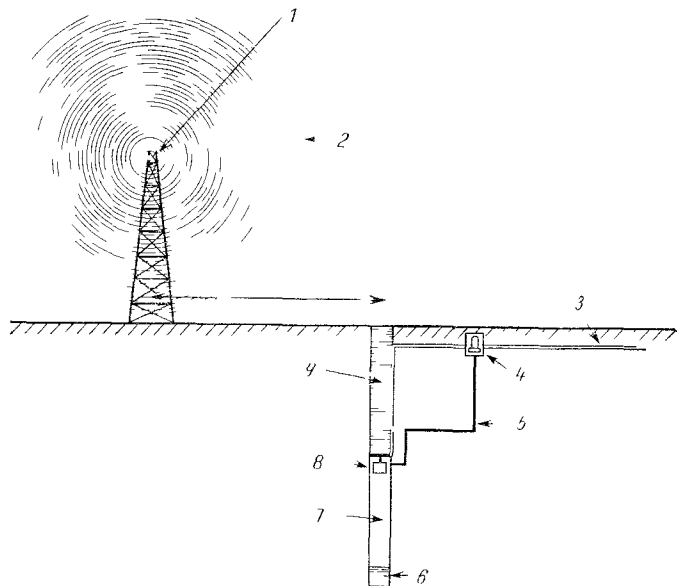


Рис 122 Схема предполагаемого эксперимента по обнаружению антинейтрино рождающегося при ядерном взрыве [Смитсониевский отчет за 1964 г, Смитсониевский институт, Вашингтон, 1965, стр 419, рис 4]

1—ядерный заряд 2—ожигаемая граница светящейся области при взрыве  
3—кабель для подачи сигнала на разрыв подвеса проложенный под землей,  
4—вакуумный насос 5—вакуумная линия 6—мягкая подстилка 7—вакуумиро-  
ванный объем 8—подвешенный детектор 9—засыпка грунтом

это возможно. Затем при отсчете «нуль» подвес детектора должен был обрываться при помощи небольшого взрыва, что позволило бы детектору свободно падать в вакууме. В течение примерно двух секунд в падающий детектор должны были попадать антинейтрино, и детектор регистрировал бы создаваемые ими импульсы, тогда как взрывная волна, идущая в земле, лишь сильно встряхнула бы контейнер, но никак не повлияла бы на падающий детектор. Когда все относительно утихло бы,

детектор должен был достигнуть дна контейнера, опустившись на толстое покрытие из губчатой резины и перьев [рис 122]

Мы должны были вернуться к шахте через несколько дней (когда поверхностная радиоактивность достаточно упадет), вырыть контейнер, достать детектор, и тогда мы узнали бы правду о нейтрино!»

Этот дерзкий план получил одобрение многих людей, среди которых не последним был Ферми. Поддержка с его стороны была особенно существенной, поскольку Ферми был известен не только как выдающийся теоретик, но и как очень тонкий экспериментатор. Во-первых, помогало уже то, что он вообще признавал необходимым эксперимент по прямому обнаружению нейтрино и, во-вторых, считал предложенный метод разумным.

Однако, прежде чем поставить эксперимент, Рейнес и Коуэн заново пересмотрели ситуацию и пришли к выводу, что если они будут использовать нейтроны при поиске нейтрино, то удастся ограничиться значительно меньшим потоком последних, который можно получить, например, вблизи ядерного реактора. Окончательный эксперимент был поставлен на атомной станции Саванна-Ривер, находящейся в ведении Комиссии по атомной энергии США.

«Схема регистрации показана на рис [123]. Антинейтрино от продуктов ядерного деления в мощном реакторе, падают на водную мишень<sup>1</sup> с растворенным в ней  $CdCl_2$ . В результате реакции [(123)] падающие антинейтрино  $\bar{\nu}$  приводят к рождению позитронов  $\beta^+$  и нейтронов  $n$ . Позитроны замедляются и аннигилируют с электронами за время, малое по сравнению с разрешающим временем системы, равным 0,2 мкс. Возникающие при этом  $\gamma$ -кванты с энергией 0,5 МэВ проникают сквозь мишень и регистрируются схемой быстрых совпадений при помощи двух больших сцинтилляционных

<sup>1</sup> В первом эксперименте, поставленном в 1953 г, сцинтиллятор сам служил и мишенью. При этом были получены положительные результаты, согласующиеся с теорией, однако эти результаты все же считались не вполне убедительными, прежде всего из-за сильного фона, создаваемого космическим излучением. В последующих экспериментах использовалось счетное устройство, обеспечивающее значительно тучшее подавление фона, кроме того, эти эксперименты производились не на поверхности, а под землей.

детекторов, помещенных по обе стороны мишени<sup>1</sup>. Нейтроны замедляются водой до тепловых скоростей, а затем захватываются кадмием за период времени, зависящий от концентрации кадмия (в наших опытах практически все нейтроны захватывались не позднее чем через 10 мкс

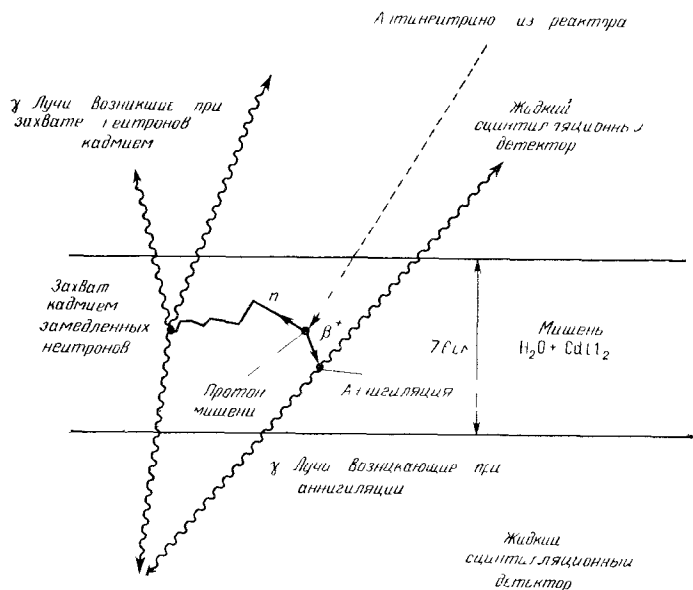


Рис. 123 Схематическое изображение эксперимента по регистрации процесса обратного  $\beta$ -распада [*Phys. Rev.*, 117 (1960), стр. 159, рис. 1].

после их рождения). Многочисленные  $\gamma$  кванты, возникающие при таком захвате, регистрируются двумя сцинтилляционными детекторами и схемой быстрых совпадений, выходной сигнал которой появляется с небольшой характерной задержкой после сигнала от  $\gamma$ -квантов позитронного происхождения. Целью этого эксперимента было показать, что

1) описанные выше задержанные совпадения регистрируются при работе реактора в количестве, согла-

<sup>1</sup> Использование столь больших жидких сцинтилляторов само по себе явилось важным достижением техники эксперимента, так что об успехе первых испытаний сообщалось в письме в журнал *The Physical Review*.

сующемся с вычисленным по потоку антинейтрино и эффективности детектора;

2) первый импульс быстрого совпадения из этой пары вызван аннигиляцией позитронов;

3) второй импульс быстрого совпадения вызван захватом нейтрона кадмием; .

Рис. 124 Одна из мишеней, которая использовалась для проверки и калибровки (поэтому на ней можно увидеть коколы фотоумножителей) [Смитсонневский отчет за 1964 г., Смитсонневский институт, Вашингтон, 1965, лист 2, рис. 1]

4) величина сигнала зависит от числа протонов в мишени,

5) сигнал, наблюдаемый при работе реактора, не вызван  $\gamma$ -квантами или нейтронами от самого реактора.

В течение эксперимента предпринимались определенные усилия с тем, чтобы обеспечить дополнительную проверку этих пунктов.

С учетом сечения реакции [(12.3)], усредненного по спектру антинейтрино и составляющего около  $10^{-43}$  см<sup>2</sup>, и получаемого потока  $\bar{\nu}$  ( $10^{13}$  см<sup>-2</sup> с<sup>-1</sup>) стало ясно, что потребуются мишени, содержащая большое количество протонов. В качестве такой мишени были использованы две емкости из пластмассы (каждая из которых

содержала 200 л воды), имеющие форму параллелепипедов размерами глубина — 7,6 см, поперечное сечение —  $132 \times 183 \text{ см}^2$  [рис. 12 4]. Каждая емкость с водой помещалась между двумя из трех больших жидких сцинтилляторов

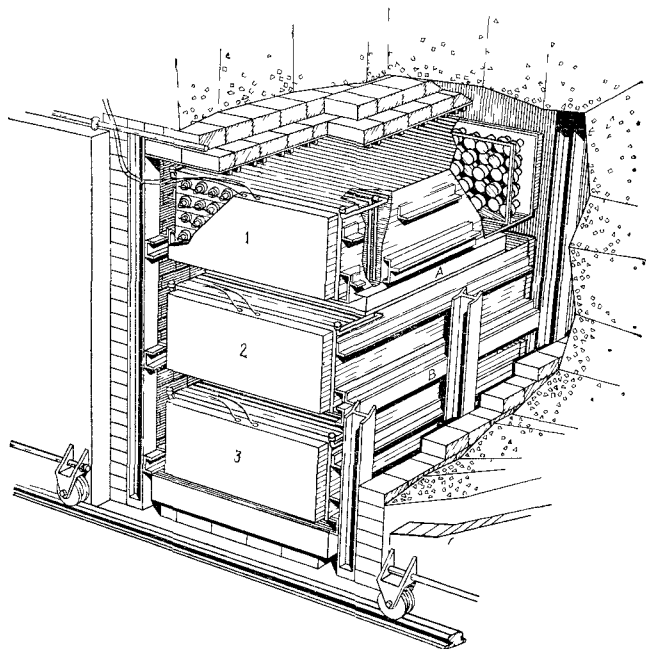


Рис. 12 5. Схема расположения детекторов в свинцовом экране.

Детекторы, обозначенные цифрами 1, 2 и 3, содержали раствор жидкого сцинтиллятора и просматривались 110 фотоумножителями (каждый диаметром 5 дюймов). Светлые емкости — мишени, содержавшие водный раствор хлорида кадмия, на этом рисунке представлены мишени высотой ~28 см. Позднее они были заменены полистироновыми емкостями высотой 7,5 см. Детекторы 1 и 2 были соответственно опущены [Phys. Rev., 117 (1960), стр. 160, рис. 2].

ляционных детекторов [рис. 12 5, 12 6]. Толщина емкостей с водой была ограничена поглощением излучения с энергией 0,5 МэВ, возникающего при аннигиляции электрона и позитрона, который рождался в реакции с участием антинейтрино. Емкости вместе с детекторами образовали две «триады» (детектор — емкость — детектор), имеющие один общий сцинтилляционный детектор. Глубина сцинтилляционных детекторов была выбрана равной 58 см, чтобы  $\gamma$ -излучение, возникшее при захвате

Рис. 12 6 Собранный секция детектора, подготовленная для установки в экран (а).

Оболочка (за исключением дна) изготовлена из стальной плиты. Дно сделано из алюминия, имеет ячеистую структуру (подобную структуре обшивки самолетов) и хорошо противостоит усилиям на изгиб, однако снизу свободно пропускает  $\gamma$  излучение [Смитсониевский отчет за 1964 г., Смитсониевский институт, Вашингтон, 1965, лист 2, рис. 2].

Нижняя «триада» детекторов, использованных на реакторе в Саванна-Ривер, расположенная внутри свинцового экрана и подготовленная к проверке и испытанию в Лос-Аламосской лаборатории (б)

Темные прямоугольники, обозначенные 1, 2 и 3, — торцы больших емкостей сцинтилляторов. Желтая мишень находится в центральной светлой емкости [там же, лист 4, рис. 1].

нейтрона кадмием, поглощалось с максимальной эффективностью, возможной в заданном объеме системы. Для эффективного сбора света и достижения требуемого разрешения по энергиям был использован чрезвычайно прозрачный раствор жидкого сцинтиллятора...

Стенки емкости со сцинтиллятором были окрашены в белый цвет, и каждая емкость просматривалась 110 пятидюймовыми фотоумножителями (по 55 — с каждой стороны), которые собирали свет от сцинтилляций...

Рис. 127 Емкости для хранения жидких материалов [Смитсониевский отчет за 1964 г., Смитсониевский институт, Вашингтон, лист 3, рис 1].

На рис. [12.5] схематически показан разрез детектора, заключенного в свинцовый экран. По боковым стенкам и полу толщина свинца была 10,2 см, крыша и дверь, ведущая к реактору, имели толщину 20,3 см, а дверь, ведущая от реактора, — 15,2 см. При объеме детекторов, равном 5400 литрам, требовались большая емкость для хранения сцинтилляционной жидкости и перекачивающие устройства, расположенные вблизи реактора<sup>1</sup> [рис. 12.7].

<sup>1</sup> Была разработана специальная конструкция емкостей для хранения жидкостей. Три емкости примерно по 4,5 тыс. л каждая покрывались изнутри эпоксидной пленкой для предохранения жидкостей от загрязнения. Кроме того, поскольку температура сцинтилляционной жидкости должна была поддерживаться выше 16 °С, емкости снаружи были обернуты несколькими слоями изолирующего материала, причем во внешних слоях изоляции были проложены длинные спиральи электронагревательных элементов.

По трубам из нержавеющей стали к детектору, находящемуся внутри здания реактора, подводилась жидкость с расстояния примерно 75 м от внешнего хранилища. Детектор заполнялся сцинтиллятором после помещения в экран.

Фотоумножители отбирались индивидуально, и те, что имели повышенный уровень шумов, отбраковывались. Усиление фотоумножителей выравнивалось подбором резистора в высоковольтном делителе, питающем диоды. Все 110 фотоумножителей каждого детектора работали параллельно.

При появлении сцинтилляционной вспышки в объеме детектора на выходе фотоумножителей регистрировались электрические импульсы, которые усиливались предварительным усилителем и по коаксиальному кабелю подавались на электронную схему, размещенную на трейлере вне здания реактора». Это многочисленное оборудование, впоследствии значительно уменьшенное в объеме, стало неотъемлемой принадлежностью любого эксперимента в области высоких энергий. Однако в то время подобная установка выглядела уникальной.

«Для иллюстрации работы всей системы [см. рис. 12.5] проследим за одним событием, индуцированным антинейтрино. Пусть это событие происходит в верхней мишени (А), причем, согласно реакции [12.3], рождается позитрон и нейтрон. Эта последовательность анализируется аппаратурой так: сначала при аннигиляции позитрона возникают два импульса на сигнальных выходах счетчиков 1 и 2, они усиливаются усилителями  $1\beta$  и  $2\beta$  верхней триады и поступают на верхнюю схему  $\beta^+$ -совпадений. Эта схема срабатывает, если амплитуда соответствует подходящей энергии (в интервале 0,2—0,6 МэВ) и если время между приходом импульсов не превышает разрешенного интервала  $<0,2$  мкс. Эта схема сообщает «верхней схеме  $n$ -совпадений» о том, что получен импульс, похожий на импульс от  $\beta^+$ , открывая вход  $n$ -схемы на время, равное 30 мкс. Вторая пара импульсов быстрых совпадений воспринимается схемой  $n$ -совпадений, если импульсы имеют подходящие амплитуды, соответствующие энергии больше 0,2 МэВ на каждом детекторе и суммарной энергии 3—11 МэВ. Если второй импульс приходит в интервале времени 0,75—30 мкс после первого, нейтронная схема сообщает о том, что

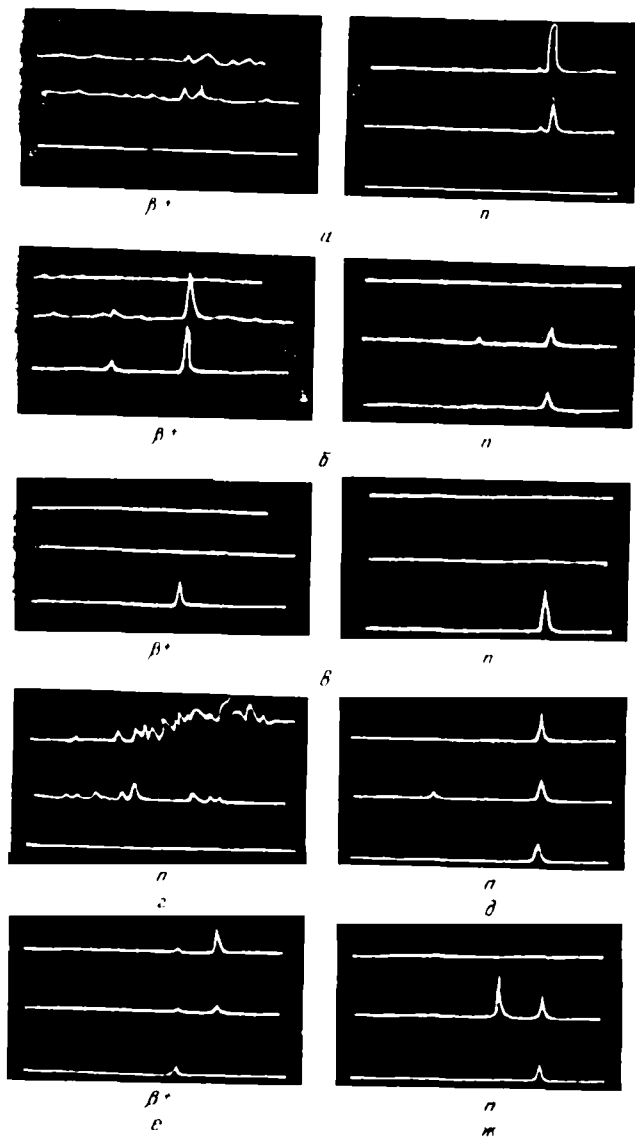


Рис. 12.8. Образцы осциллограмм.

Три луча на каждом осциллографе соответствуют выходам трех детекторов;  $\beta^+$ -сигнал снимается при больших уровнях усиления;  $n$ -сигнал — при малых уровнях усиления;  $a$  и  $b$  — примеры событий, которые связывали с реакцией с участием  $\bar{\nu}$ ;  $v$  — калибровочные осциллограммы,  $z$  —  $ж$  соответствуют отброшенным событиям:  $z$  — результат электрического шума;  $d$  и  $e$  — события, вызванные космическими лучами, а  $ж$  — событие, вызванное, возможно, космическими лучами, отклоненное на основании того, что наблюдается лишний импульс (на луче 2л-детектора) [Phys. Rev., 117 (1960), стр. 162, рис. 5].

произошло событие, давшее совпадение с задержкой, посылая импульс на счетчик и запуская развертку осциллографов.

На время селекции сигналы детекторов хранятся в линиях задержки, с выходов которых они поступают на осциллографы, если приходит сигнал разрешения... Каждая осциллограмма снималась на 35-миллиметровую киноплёнку. Перемотка кадров в камере управлялась триггером развертки осциллографа. Типичные события, индуцированные антинейтрино, показаны на рис. [12.8,  $a$  и  $b$ ]. На рис. [12.8,  $v$ ] изображены калибровочные осциллограммы, а на рис. [12.8,  $z$ — $ж$ ] представлены примеры осциллограмм, отброшенных при анализе.

Калибровка системы по энергии проводилась по пикам в энергетическом спектре, возникающим при прохождении через детекторы релятивистских  $\mu$ -мезонов из космических лучей («пики проходящих мезонов»). Подобранные амплитуды импульсов, даваемых прецизионным генератором, равными амплитудам импульсов, вызываемых проходящими мезонами, удалось установить уровень дискриминатора по энергиям и провести калибровку кинограмм. Абсолютный масштаб по шкале энергий устанавливался путем умножения толщины сцинтиллятора (58 см) на коэффициент линейных потерь энергии мезонами (1,6 МэВ/см).

Пики проходящих мезонов регистрировались через определенные интервалы времени; проверка и подстройка системы проводилась в среднем раз в неделю... Эффективность детектирования позитронов и нейтронов определялась при помощи источников этих частиц.

Первый шаг состоял в том, чтобы «продемонстрировать существование  $\bar{\nu}$ -подобного сигнала и его зависимость от мощности реактора, а тем самым и от потока  $\bar{\nu}$ -частиц». Было проведено несколько серий измерений, в которых сравнивалось число «отобранных» событий, отнесенных к одному часу, когда реактор работал и когда он был выключен. Часть данных из первой серии измерений приведена в табл. 12.1. Как можно видеть, наблюдалось всего 1,63 события/ч при работе реактора и 0,4 — во время его бездействия, что в среднем давало разность  $1,23 \pm 0,24$  события/ч, связанную с работой реактора. «Из этих данных мы заключаем, что существует сигнал, который обусловлен работой реактора».

Таблица 12.1

Часть данных, полученных в первой серии измерений  
[Phys. Rev., 117, стр. 163, табл. I (1969)]

Триада	Относительный поток $\bar{\nu}$ <sup>1</sup>	Время эксперимента, ч	Полное число отсчетов	Случайные отсчеты <sup>2</sup>	Суммарная скорость счета, ч <sup>-1</sup>
а Верхняя	1,03	192,7	283	114	$0,88 \pm 0,10$
Нижняя	1,04	171,8	284	95	$0,75 \pm 0,10$
б Верхняя	0	67,3	55	31,8	$0,34 \pm 0,14$
Нижняя	0	69,7	44	39,7	$0,06 \pm 0,13$

<sup>1</sup> Число, пропорциональное вычисленному потоку антинейтрино из реактора.

<sup>2</sup> Вычислено по значениям скорости счета в каналах отдельно для  $\beta^+$  и  $n$ .

Последующие серии измерений, проведенные с повышенной концентрацией кадмия в мишени и менее строгими условиями отбора импульсов по амплитуде при счете нейтронов, дали более высокую скорость счета, до 3 событий/ч, тем самым повысив уверенность в реальности существования эффекта.

Оставалось, однако, установить, является ли этот эффект именно тем, который искали. Вначале следовало «определить, согласуются ли наблюдаемые скорости счета с ожидаемым сечением взаимодействия. Для этого необходимо было знать эффективность детектирования нейтронов и позитронов.

Была предпринята попытка определить эффективность детектирования нейтронов, исследовав отклик прибора на плутониево-бериллиевый (Pu—Be) источник нейтронов<sup>1</sup>. К сожалению, нейтроны, испускаемые этим источником, в двух отношениях существенно отличались от нейтронов, рождаемых в исследуемой реакции.

1) Нейтроны, излучаемые Pu—Be-источником, имеют более высокую энергию, вплоть до 11 МэВ; нейтроны

<sup>1</sup> С начала 30-х годов удобные компактные источники нейтронов изготовляли путем смешивания частиц бериллия с долгоживущими эммитерами  $\alpha$ -частиц, в данном случае плутонием.  $\alpha$ -Частицы индуцируют ядерную реакцию  ${}^9\text{Be} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^{12}\text{C} + n$ , дающую нейтроны с энергией, примерно на 4,7 МэВ превосходящую энергию падающих  $\alpha$ -частиц.

в рассматриваемой нами реакции обладают энергией порядка 10 кэВ.

2) Pu—Be-источник является точечным, тогда как в реакции нейтроны рождаются равномерно во всем объеме мишени.

Вторая трудность частично устранялась благодаря тому, что источник помещали в разные положения наверху емкости со сцинтиллятором, а затем полученные сигналы усреднялись. Однако мы не располагали простыми и точными способами учета различия в энергетических спектрах.

Сначала измерялись относительные эффективности детектирования нейтронов при различных положениях источника над водной мишенью. Затем определялась эффективность детектирования при расположении источника в центре мишени». Результирующее значение эффективности детектирования нейтронов, порожденных антинейтрино, равнялось 14%; оно было принято за нижний предел, что обуславливалось частично ограничениями, которые налагает методика измерений, а частично — различием в энергетических спектрах нейтронов. Вычисленное значение полной вероятности одновременного осуществления трех событий: того, что нейтрон будет захвачен водной мишенью, что процесс захвата произойдет в промежуток времени, пока система будет чувствительна к нему, и, наконец, что  $\gamma$ -кванты, возникшие в процессе захвата, будут удовлетворять критериям совпадения, — дало оценку эффективности детектирования, равную 24%. «Казалось разумным принять за значение эффективности  $\epsilon_n = 0,17 \pm 0,06$ ».

Эффективность детектирования позитронов определялась путем растворения известного количества  ${}^{64}\text{Cu}$ , излучающего позитроны, в водной мишени и последующего измерения скорости счета быстрых совпадений в двух детекторах, расположенных вблизи каждой мишени.

Калибровка осуществлялась в два этапа: измерение скорости счета для источника  ${}^{64}\text{Cu}$  и определение интенсивности источника калибровки с использованием стандартного источника  ${}^{22}\text{Na}$ . В результате было получено значение  $\epsilon_\beta = 0,15 \pm 0,02$ .

«Используя экспериментальные данные, мы могли теперь вычислить сечение рассеяния для реакции  $p(\bar{\nu}, \beta^+)n$ , индуцированной антинейтрино, присутствующими в

продуктах деления. Наша цель состояла в том, чтобы убедиться в совпадении экспериментального и предполагаемого на основе теории значений. Сечение взаимодействия вычислялось по формуле

$$\sigma = \frac{R}{3600FN\epsilon_n\epsilon_\beta} \text{ см}^2,$$

где  $R = 1,5 \pm 0,1 \text{ ч}^{-1}$  — средняя частота появления сигнала в каждой триаде  $\epsilon_n = 0,17 \pm 0,06$ ,  $\epsilon_\beta = 0,15 \pm 0,02$ ,  $N = 1,1 \cdot 10^{28}$  — число ядер водорода в каждой мишени,  $F = 1,2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$  — средний поток антинейтрино, попадающих на детектор. Отсюда

$$\sigma = (1,2^{+0,7}_{-0,4}) \cdot 10^{-43} \text{ см}^2,$$

что согласуется с теоретическим значением  $\sigma = (1,0 \pm 0,17) \cdot 10^{-43} \text{ см}^2$ .

Одно лишь это совпадение можно было рассматривать как достаточное доказательство того, что наблюдалось именно ожидаемое явление. Но чтобы отбросить все сомнения, необходимо было осуществить дополнительные проверки. В частности, требовалось показать, что первый импульс имеет соответствующие характеристики и может быть приписан позитрону. Для проверки этого использовались два метода. Первый из них состоял в изучении влияния на сигнал слоя свинца, который помещался между мишенью *B* и детектором 2 (см. рис. 12.5). Результаты приведены в табл. 12.2. Однако

Таблица 12.2  
Скорость счета в экспериментах  
с поглотителем из свинца  
[Phys. Rev., 117, стр. 167, табл. V (1960)]

Толщина свинца, см	Скорость счета, $\text{ч}^{-1}$
0	$1,24 \pm 0,12$
0,16	$0,6' \pm 0,14$
0,48	$0,40 \pm 0,16$
0,95	$0,04 \pm 0,17$

уменьшение сигнала зависит от двух факторов: прежде всего, оно обусловлено ослаблением излучения, возникающего при аннигиляции позитронов, и, кроме того

(в меньшей степени), — ослаблением  $\gamma$ -излучения, сопутствующего захвату нейтронов кадмием. Каждый из этих факторов пришлось исследовать отдельно на макете: первый «путем измерения выходного сигнала кристаллического сцинтилляционного детектора NaI, помещенного над центром емкости с водой (в которой был растворен радиоактивный  $\text{CdCl}_2$ ), как функции толщины слоя свинца между емкостью и детектором; второй фактор определялся при измерении выходного сигнала детекторов нижней триады, регистрирующих нейтроны от источника, помещенного над центром водной мишени, содержащей  $\text{CdCl}_2$ , в зависимости от толщины слоя свинца». Результаты представлены в табл. 12.3; там же для сравнения приведены результаты, полученные при измерении зависимости частоты сигнала от толщины поглотителя. «Последние две колонки таблицы согласуются настолько хорошо, насколько этого можно ожидать с учетом неопределенностей», обусловленных различием между макетным и реальным экспериментами.

Таблица 12.3

Результаты контрольных измерений по поглощению излучения от источников [Phys. Rev., 117, стр. 168, табл. VI (1960)]

Толщина свинца, см	Относительный сигнал $\beta^+$	Относительный сигнал $n$	Относительный сигнал $\nu$	
			предсказанный <sup>1</sup>	наблюдаемый <sup>2</sup>
0	1,00	1,00	1,00	1,00
0,16	0,47	(0,86) <sup>3</sup>	0,40	$0,50 \pm 0,13$
0,48	0,17	0,68	0,12	$0,32 \pm 0,14$
0,95	0,04	0,45	0,02	$0,03 \pm 0,06$

<sup>1</sup> Произведение двух предыдущих колонок.

<sup>2</sup> Нормированные значения из табл. 12.2

<sup>3</sup> Вычисленное (но не измеренное) значение.

Второй метод состоял в изучении спектра амплитуд первых импульсов от  $\bar{\nu}$ -подобных событий «с целью убедиться в его совместимости с аннигиляционным спектром». Полученный спектр показан на рис. 12.9, а. «Для сравнения на рис. [12.9, б] изображены два спектра: один — источника  $^{64}\text{Cu}$ , другой — фона. Спектр на рис. [12.9, а] больше походит на спектр  $\beta^+$ -источника,

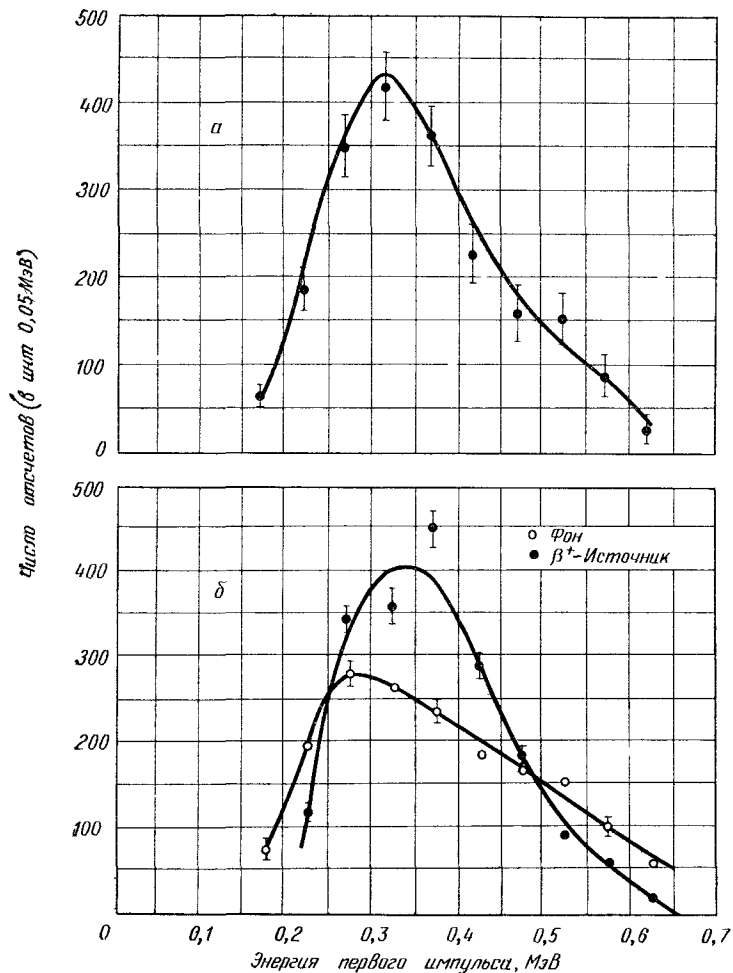


Рис. 12.9. Спектр амплитуд первых импульсов  $\bar{\nu}$ -подобных событий (а). Спектры фона и  $\beta^+$ -источника (б) [*Phys. Rev.*, 117 (1960), стр. 169, рис. 13].

чем на спектр фона на рис. [12.9, б]. Это можно рассматривать как свидетельство того, что первые импульсы были связаны с аннигиляцией позитронов».

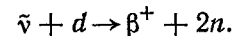
Аналогично были осуществлены проверки вторых импульсов для каждого события, с тем чтобы убедиться, что они обусловлены захватом нейтронов кадмием. «Свидетельством в пользу того, что вторые импульсы  $\bar{\nu}$ -подобных событий были вызваны нейтронами, служит прежде всего форма спектра времён задержки, а также влияние на него изменяющейся концентрации кадмия. Было проведено три серии измерений для атомного отношения кадмия к водороду  $\alpha = 0,005; 0,010$  и  $0$ .

«...Распределения времён задержки [для  $\alpha = 0,005$  и  $0,010$ ] удовлетворительно согласуются с теоретическими кривыми. Рост концентрации кадмия, как и ожидалось, вызывает определенный сдвиг экспериментального распределения в сторону более коротких времен захвата.

В случае  $\alpha = 0$  (верхняя триада, кадмий отсутствует в мишени) за 118,4 ч работы реактора с той же мощностью, что и в случае  $\alpha = 0,010$ , суммарная частота событий равнялась  $0,02 \pm 0,07$  ч<sup>-1</sup>. Это значение согласуется с чисто случайным (фоновым) значением, и его следует сравнить с соответствующим значением  $1,92 \pm 0,01$  ч<sup>-1</sup>».

Для этих импульсов также изучался амплитудный спектр с целью выяснить, согласуется ли он со спектром, ожидаемым при захвате нейтронов кадмием». И вновь спектр существенно отличался от фонового, причем именно ожидаемым образом.

«Для того чтобы установить, пропорциональна ли скорость счета сигналов числу протонов мишени, был поставлен эксперимент, в котором 0,47 протонов в мишени были заменены дейтронами». Антинейтрино взаимодействуют с дейтронами в ходе реакции



Однако сечение такой реакции составляет лишь  $1/15$  сечения реакции (12.3). Соответственно скорость счета событий должна уменьшаться на множитель  $0,53 \pm 4 [(2/15) \cdot 0,47] = 0,59$  (множитель 2 возникает из-за рождения двух нейтронов). В то же время «свойства среды, влияющие на замедление нейтронов, были иными, что привело к изменению времени захвата и утечки нейтронов из мишени, т. е. эффективности захвата».



С учетом поправок на эти факторы ожидаемая скорость счета оценивалась в  $0,84 \pm 0,11 \text{ ч}^{-1}$ . По данным измерений, действительная суммарная скорость счета при работе реактора составила  $0,58 \pm 0,13 \text{ ч}^{-1}$ , что соответствует отношению наблюдаемого значения к ожидаемому  $0,69 \pm 0,019$ . Авторы утверждали, что, «хотя точность результата оставляет желать лучшего, тем не менее показано, что сигнал реактора зависит от наличия протонов в мишени».

Наконец, необходимо было убедиться в том, что наблюдаемый сигнал не был вызван другими частицами, испущенными реактором. Известно, что, кроме антинейтрино, при процессах деления в реакторе и вторичных реакциях вне детектора могут рождаться  $\gamma$ -лучи, электроны, протоны и нейтроны. Прямая проверка природы сигнала от реактора состояла в измерении влияния на него экранировки от нейтронов и  $\gamma$ -излучения. Если эти наиболее проникающие виды излучений отсеиваются, то протоны и электроны как источники сигнала автоматически исключаются. Если сигнал вызван антинейтрино, то на него экранировка естественно не повлияет. Был поставлен эксперимент, в котором измерялась скорость счета коррелированных совпадений с задержкой без экрана и при наличии его (в качестве экрана применялся слой влажных опилок<sup>1</sup> плотностью  $0,52 \text{ г/см}^3$  и толщиной 76 см). При наличии экрана зарегистрированный верхней триадой сигнал составлял  $1,74 \pm 0,12 \text{ ч}^{-1}$  после учета поправок на различие в потоках  $\bar{\nu}$  для идентичных измерений без экрана. Эту величину следовало сравнить с соответствующей величиной в отсутствие экрана, равной  $1,69 \pm 0,17 \text{ ч}^{-1}$ .

Экран из опилок помещался как перед, так и за детектором, поскольку лицевая и задняя сторона детектора были значительно хуже заэкранированы от реактора, чем боковые. Этот экран на несколько футов перекрывался с установленным там тяжелым свинцовым экраном. Плотность и толщина экрана из опилок подбирались так, чтобы «ослабить быстрые нейтроны из реактора по крайней мере в 10 раз, а  $\gamma$ -излучение в 5 или

более раз». Эффективность действия экрана из опилок «была проверена с помощью Am — Be-источника, который помещали в одинаковое положение за пределами заслонки свинцового экрана; как обнаружилось, экран из опилок понижал скорость счета от этого источника в соответствующем диапазоне энергий на два порядка величины. Отсутствие заметных изменений в скорости счета после установки экрана в нашем случае свидетельствовало о том, что сигнал не был вызван нейтронами или  $\gamma$ -излучением, рожденными вне детектора».

Доказательства были надежными. Неуловимое нейтрино было наконец поймано, и установлено его «существование как объективной реальности природы».

<sup>1</sup> «В знак признательности за гостеприимство южан, которое в течение всего времени оказывалось» экспериментаторам, исследователи ввели в состав защиты экрана фунт кукурузных зерен.

## МАЗЕР И ЛАЗЕР

Среди различных видов взаимодействия, которые возможны между атомом и электромагнитным излучением, особенно хорошо известны два. Первое: атом, находясь в основном состоянии, поглощает излучение с частотой, достаточной для перехода в одно из возбужденных состояний, и второе: атом, находящийся в возбужденном состоянии, спонтанно переходит в более низкое энергетическое состояние, и этот переход сопровождается излучением. В обоих случаях изменение энергии  $\Delta E$ , разумеется, связано с частотой  $\nu$  соответствующего излучения уравнением  $\Delta E = h\nu$ , где  $h$  — постоянная Планка.

Существует, однако, третий, менее известный вид взаимодействия. Если на атом, находящийся в возбужденном состоянии, воздействует излучение, которое сам атом в данном состоянии мог бы естественным образом излучить, то внешнее излучение вызывает *индуцированное* (или *стимулированное*) излучение атома. На первый взгляд этот процесс мало отличается от спонтанного излучения, тем не менее он представляет собой самостоятельный вид взаимодействия. Фактически его существование впервые было осознано Альбертом Эйнштейном в 1916 г., что было вызвано необходимостью объяснить равновесное распределение по энергетическим состояниям атомов, взаимодействующих с излучением.

В последующие более чем 35 лет индуцированное излучение заняло важное место в теоретических исследованиях, но не находило никакого практического применения. В классической монографии по квантовой теории излучения, опубликованной в 1954 г., эта тема была лишь едва затронута, а таким явлениям, как резонансная флуоресценция (см. гл. 11 этой книги) и рамановское

рассеяние<sup>1</sup> уделялось значительное внимание. В литературе встречались отдельные упоминания об «отрицательном поглощении», которое могло возникнуть в результате этого процесса, но ни о каком практическом использовании данного эффекта речи не шло.

С развитием микроволновой техники, начавшемся в период второй мировой войны, ситуация стала меняться. В частности, прогресс в области микроволновой техники повлек за собой исследования взаимодействия микроволн с веществом, особенно с газами. В этих работах участвовало много физиков, и по окончании войны они были уже готовы заняться более глубоким изучением такого взаимодействия. В результате возникла — сначала лишь в нескольких местах (преимущественно промышленных лабораториях) — новая область физики, названная *микроволновой спектроскопией*, которая быстро получила широкое распространение.

Одним из первых центров исследований по микроволновой спектроскопии был Колумбийский университет в США, где еще в 1951 г. группа ученых во главе с Ч. Х. Таунсом обнаружила, что индуцированное излучение можно использовать для детектирования микроволн с высоким разрешением, а также для генерирования или усиления. В 1954 г. здесь было сконструировано такое устройство и исследованы его свойства. В знак признания важности этой работы Таунсу в числе других исследователей была присуждена Нобелевская премия по физике за 1964 г.<sup>2</sup> Дальнейшее изучение привело к распространению принципа работы этого прибора на видимую область длин волн; ряд попыток осуществить это предпринимался разными учеными, но первый успех был достигнут в 1960 г. Т. Х. Мейманом из исследовательских лабораторий фирмы «Хьюджес». Созданные устройства

<sup>1</sup> Рамановским рассеянием называется процесс, при котором молекула изменяет свое состояние колебательного или вращательного движения вследствие взаимодействия с падающим извне фотоном; поэтому выходящее рассеянное излучение смещено по энергии относительно падающего.

<sup>2</sup> Одновременно премия была присуждена советским ученым Н. Г. Басову и А. М. Прохорову из Физического института им. П. Н. Лебедева АН СССР, которые независимо исследовали многие стороны этого явления, что также привело к созданию мазера и лазера.

получили названия *мазер* и *лазер* соответственно. Термин «мазер» (*maser*) представляет собой аббревиатуру от английского *Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation* (усиление микроволн при помощи индуцированного испускания излучения), «лазер» (*laser*) аналогично от *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation* (т. е. вместо «усиление микроволн» «усиление света»).

В этой главе мы остановимся на работах группы Таунса, о которых сообщалось в письме в редакцию журнала *The Physical Review* и двух опубликованных там статьях. Кроме того, наряду с описанием других подходов к изучению данной проблемы здесь изложены результаты Меймана, о которых сообщалось в серии статей, напечатанных в журналах *Physical Review Letters*, *Nature*, *British Communications and Electronics*, *The Physical Review*.

Важность разработки названных устройств и некоторые их особенности связаны с одним характерным свойством индуцированного излучения: излученная волна имеет точно то же направление и фазу, что и индуцирующая. Действие мазера или лазера удобно представлять в виде лавнообразного процесса, приводимого в действие «спускным механизмом», который вызывает переходы из возбужденных состояний в более низкие энергетические состояния, что сопровождается излучением фотонов. При этом каждый испущенный фотон в свою очередь инициирует дальнейшие переходы и т. д. Начало всему процессу дает фотон внутреннего теплового или внешнего падающего излучения. В результате все возникшие фотоны описываются строго когерентными (т. е. находящимися в одинаковой фазе) волновыми функциями. Напротив, спонтанно излученные фотоны распределены случайным образом как по фазам, так и по направлениям. Высокая степень когерентности по отношению ко времени проявляется как высокая степень монохроматичности, а в пространстве приводит к тому, что корреляция фазы сохраняется на большом расстоянии. Последнее свойство особенно характерно для лазера: благодаря ему удается сфокусировать большие потоки оптического излучения на площадях порядка квадрата длины волны и получить при этом напряженности электрического поля порядка нескольких МВ/см,

Прежде всего рассмотрим условия, при которых может возникать индуцированное излучение. В веществе при абсолютной температуре  $T$  число атомов  $n_i$  в состоянии с энергией  $E_i$  пропорционально  $\exp(-E_i/kT)$ , где  $k = 1,38 \cdot 10^{-16}$  эрг/К — постоянная Больцмана. Для любых двух уровней 1 и 2 с энергиями  $E_1$  и  $E_2 > E_1$  вероятность  $B_{12}$  поглощения в состоянии 1 равна вероятности  $B_{21}$  индуцированного излучения (обе величины берутся в расчете на один атом). Число актов поглощения пропорционально  $n_1 B_{12}$ , а число актов индуцированного излучения —  $n_2 B_{21}$ . Поскольку  $B_{12} = B_{21}$ , относительное число таких актов определяется экспоненциальными множителями в величине  $n_i$ ; отсюда следует, что поглощение превалирует над индуцированным излучением. Это одна из причин того, что в обычных ситуациях роль индуцированного излучения незначительна. Для того чтобы использовать этот процесс, необходимо вызвать изменение нормального распределения атомов по энергетическим состояниям — точнее, создать инверсию заселенности, или превышение числа атомов в верхнем энергетическом состоянии над числом атомов в нижнем.

Таунс и его соавторы Дж. П. Гордон и Х. Дж. Цайгер работали с молекулами аммиака  $\text{NH}_3$ . В классическом представлении эта молекула изображается в виде треугольной пирамиды, у которой три атома водорода расположены в углах основания, а один атом азота — в вершине. В квантовомеханическом представлении эта молекула выглядит несколько иначе, так как здесь учитывается возможность двух эквивалентных положений атома N по обе стороны от плоскости атомов H. Потенциальная энергия атома азота как функция его расстояния от плоскости основания схематически показана на рис. 13.1. Пунктирными линиями намечен вид кривой для случая, если бы атом азота мог находиться лишь по одну из сторон от плоскости основания. Тогда для каждого разрешенного значения энергии были бы возможны два состояния — по одному с каждой стороны. В действительности, поскольку потенциальный барьер между двумя «ямами» имеет конечное значение, эти два состояния взаимодействуют друг с другом, что приводит к образованию двух новых состояний. При этом уже нельзя сказать, что атом азота находится по ту или другую сторону плоскости основания, где расположены атомы

водорода, — скорее он с равной вероятностью может быть на любой из них. Волновая функция, описывающая одно из возможных состояний, не меняется при перемене

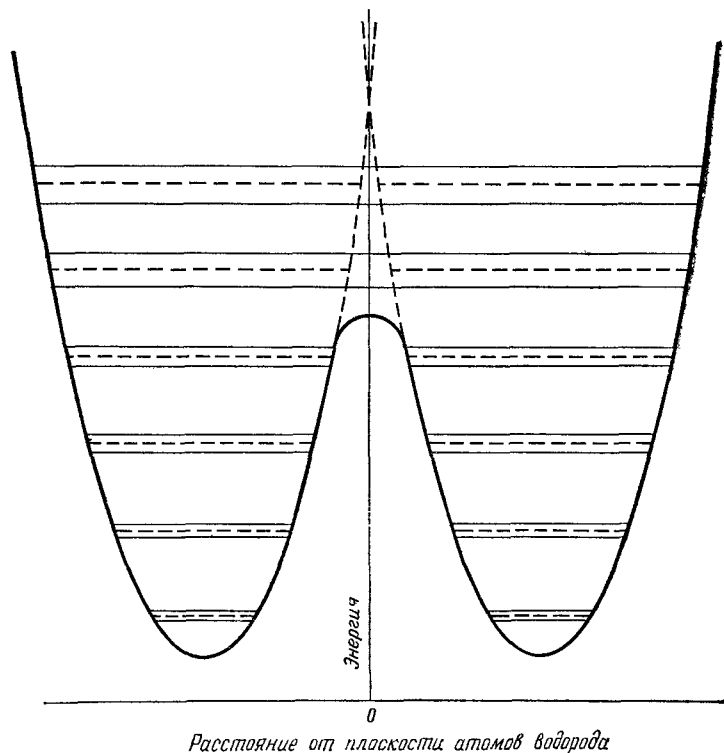


Рис. 131 Схема зависимости потенциальной энергии атома азота от его расположения в молекуле аммиака и характерные уровни энергии. Сплошная линия соответствует реальной ситуации, пунктирная — воображаемому случаю, когда атом азота расположен лишь по одну сторону от плоскости атомов водорода.

знака координат, тогда как волновая функция другого состояния меняет знак. В результате взаимодействия уровни энергии двух новых состояний расщепляются<sup>1</sup>, так что уровень энергии симметричного состояния лежит несколько ниже уровня энергии антисимметричного со-

<sup>1</sup> Это обычное явление в определенном классе молекул известно под названием инверсного удвоения.

стояния. Расстояние между соседними парами уровней увеличивается по мере возрастания величины самих энергий, однако для молекулы аммиака оно соответствует частотам, лежащим в микроволновом диапазоне.

Кроме этих состояний, колебательных по своей природе, молекула обладает еще и вращательными состояниями. Последние соответствуют вращениям молекулы вокруг одной из двух неэквивалентных осей (одна из них перпендикулярна плоскости атомов водорода, другая лежит в ней). Вращательные состояния классифицируются по значениям квантованного момента импульса относительно каждой из двух осей. Вращение слегка изменяет кривые потенциальной энергии колебаний за счет центробежного растяжения молекулы, поэтому расстояние между каждой парой колебательных уровней зависит от вращательного состояния молекулы. В работе Гордона, Цайгера и Таунса использовался в основном переход между парой уровней низшего колебательного состояния, причем обоим уровням соответствовало вращательное состояние с тремя единицами (квантами) момента импульса относительно каждой оси (так называемое *3—3-состояние*); частота этого перехода равна 23870 МГц.

Другое важное свойство молекулы аммиака состоит в том, что, хотя у нее отсутствует собственный электрический дипольный момент, он может быть создан приложенным к молекуле внешним электрическим полем, причем знак этого момента различен для двух состояний, составляющих «колебательную пару». Если поле неоднородно, возникает сила, действующая на молекулу<sup>1</sup>, которая тоже имеет разные направления для каждого из рассматриваемых состояний.

Имея в виду сказанное, обратимся теперь к эксперименту Гордона, Цайгера, Таунса, описанному в основном во второй статье<sup>2</sup>.

«Устройство работает с использованием молекулярного пучка, в котором отобраны молекулы, находящиеся по отношению к микроволновому переходу в верхнем

<sup>1</sup> См. обсуждение аналогичной ситуации для случая магнитного поля в гл. 8 книги «Решающие эксперименты» (Тригг Дж., Решающие эксперименты, М., «Мир», 1974).

<sup>2</sup> В приведенных ниже выдержках исправлено несколько очевидных типографских ошибок, вкравшихся в оригинальные статьи.

состоянии. Взаимодействие между этими возбужденными молекулами и микроволновым полем вызывает дополнительное излучение и, следовательно, усиление с помощью индуцированного излучения...

Пучок молекул аммиака образуется при вытекании аммиака из направленного источника, состоящего из

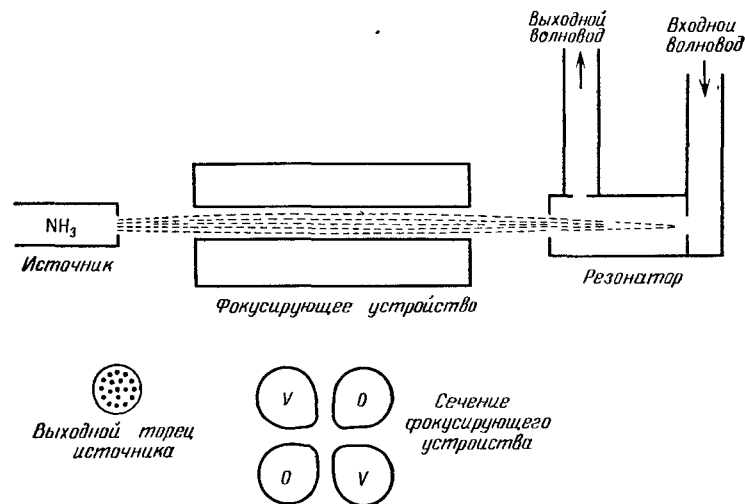


Рис. 13.2. Упрощенная схема основной части мазера [*Phys. Rev.*, 99 (1955), стр. 1265, рис. 1]

большого числа тонких трубок. Пучок пересекает область, где поле с очень большой неоднородностью создает селективную линзу, которая фокусирует молекулы в верхних (инверсных) состояниях и расфокусирует молекулы, находящиеся в нижних. Далее молекулы в верхнем состоянии попадают в объемный резонатор, и там индуцируются переходы в нижнее состояние. Упрощенная блок-схема установки показана на рис. [13.2]. Источник, фокусирующее устройство и резонатор помещены в вакуумную камеру.

При использовании мазера в качестве спектрометра к резонатору подводится излучение переменной частоты от внешнего источника. Молекулярные резонансы обнаруживаются по резкому возрастанию уровня мощности в

резонаторе, когда частота внешнего источника совпадает с частотами молекулярных резонансов.

При частотах, совпадающих с частотами молекулярных переходов, пучок усиливает мощность, подводимую к резонатору. Таким образом, мазер может быть использован как узкополосный усилитель. Поскольку молекулы не заряжены, в нем отсутствует обычный дробовой шум<sup>1</sup>, существующий в электронном усилителе. Фактически в мазерном усилителе вообще отсутствует какой-либо шум, кроме принципиально неизбежного теплового шума.

Если число молекул в пучке превысит определенное критическое значение, мазер начинает генерировать излучение. В этом случае высокий уровень плотности микроволновой энергии может поддерживаться внутри резонатора за счет самого пучка, так как излучаемая пучком мощность компенсирует потери энергии в стенках резонатора и излучение в волноводы. Генерируемое излучение, как показано и теоретически, и экспериментально, является в высокой степени монохроматичным.

Работа установки не критична по отношению к ее геометрии... Было сконструировано два мазера на аммиаке с несколько различными фокусирующими устройствами, и оба работали удовлетворительно.

В них использовали источник, создающий направленный пучок молекул аммиака. Набор тонких трубочек изготовлялся следующим образом. Металлическая полоса шириной  $\frac{1}{4}$  дюйма и толщиной 0,001 дюйма (например, из нержавеющей стали или никеля) гофрируется путем прокатки между двух шестерен с мелкими зубьями. Затем эту полосу кладут на другую подобную, но неогофрированную полосу; при этом образуются каналы, ведущие от одного края пары полос к другому. Можно составить стопку из таких пар полос, получив в результате двумерный набор каналов, или, как было сделано в данной работе, намотать обе металлические полосы на тонкую ось. Поперечное сечение полученных таким образом каналов составляло около  $0,002 \times 0,006$  кв. дюймов. Площадь, покрываемая набором каналов, равна

<sup>1</sup> Этот шум возникает вследствие того, что электронный ток в действительности не непрерывен, а представляет собой набор импульсов от каждого электрона, достигающего электрода или покидающего его.

площади круга радиусом около 0,2 дюйма, что примерно равнялось проходу фокусирующего устройства. Газ подводился из баллона с безводным аммиаком, и за источником поддерживалось давление в несколько миллиметров ртутного столба...

Расположение электродов фокусирующего устройства показано на рис. [13.2]. Высокое напряжение прикладывается к двум электродам, обозначенным на рисунке буквой V; два других заземлены...

В первом из построенных мазеров внутренние поверхности электродов имели форму гипербол, и расстояние между заряженными электродами составляло 0,4 дюйма. Наименьшее расстояние между ними равнялось 0,08 дюйма, а длина фокусирующего устройства — 22 дюймам. К этим электродам можно было прилагать напряжение до 15 кВ, которое еще не вызывало пробоя. Во втором мазере электроды имели ту же форму, но разделялись промежутком в 0,16 дюйма. Это позволяло прикладывать напряжения до 30 кВ, что несколько улучшало работу мазера благодаря более высоким градиентам электрического поля в межэлектродной области. Длина фокусирующего устройства во втором мазере составляла 8 дюймов. При сборке фокусирующего устройства применялись тефлоновые прокладки. В целях улучшения откачки больших количеств аммиака, падающего в вакуумную систему из источника, электроды фокусирующего устройства делались полыми и наполнялись жидким азотом».

Работа фокусирующего устройства подробно рассматривалась в первой из двух статей, написанной одним Гордоном.

«Поле фокусирующей линзы создает силы, действующие на молекулы благодаря индуцированным в них дипольным моментам. Конфигурация электродов такова, что электрический потенциал в зазоре имеет вид  $\phi = \phi_0 r^2 \cos 2\theta$ , где  $r$  и  $\theta$  — цилиндрические координаты системы, ось которой совпадает с осью фокусирующего устройства. Величина электрического поля при таком потенциале пропорциональна  $r$ . Электрическая сила, действующая на молекулы в таком поле, пропорциональна произведению напряженности поля на его градиент; первый множитель обусловлен зависимостью индуцированного дипольного момента от поля, а второй — силой,

действующей на диполь. Эта сила направлена радиально и пропорциональна  $r$  для малых значений напряженности поля; для молекул, находящихся в верхнем состоянии, она направлена внутрь, для молекул в нижнем состоянии — наружу».

Дальше мы опять цитируем вторую статью.

«В данной работе использовались цилиндрические объемные резонаторы диаметром 0,6 дюйма и длиной 4,5 дюйма, собственная частота которых на волне типа  $TE_{011}$ <sup>1</sup> лежала в интересующем нас диапазоне частот (около 24 000 МГц). Каждый резонатор мог перестраиваться в пределах до 50 МГц при помощи короткой секции большего диаметра и переменной длины, расположенной с одного конца резонатора. Отверстие диаметром 0,4 дюйма в другом конце служило для входа пучка, который проходил по всей длине резонатора... Диаметр этого отверстия значительно меньше граничного<sup>2</sup>, так что потери микроволновой энергии через него были незначительными.

Микроволновое излучение подводилось к резонатору и выводилось из него несколькими способами. Некоторые резонаторы имели отдельные входные и выходные волноводы. Мощность вводилась через два отверстия связи в дальнем от источника торце резонатора, а выводилась через отверстие в его боковой стенке. В других резонаторах отверстие в боковой стенке служило одновременно для ввода и вывода мощности и в торце отверстий связи не было...

Три диффузионных насоса использовались для поддержания необходимого вакуума, не выше  $10^{-5}$  мм рт. ст. Тем не менее из-за большого объема газа, проникающего в систему из источника, удовлетворительная работа была возможна лишь при охлаждении фокусирующих электродов до температуры жидкого азота. Холодные поверхности электродов представляют собой конденсационный насос с большой площадью, помогающий

<sup>1</sup> Это обозначение характеризует распределение электрического и магнитного полей в резонаторе и не имеет существенного значения для понимания эксперимента.

<sup>2</sup> Ср. с примечанием на стр 147 гл. 7. Условие отсекания для круглого волновода несколько отличается от соответствующего условия для прямоугольного, однако основные понятия в обоих случаях аналогичны.

поддерживать низкое давление в вакуумной камере. Затвердевший аммиак, накапливающийся на электродах фокусирующего устройства, мешает работе устройства, так как из-за электростатического заряда искажает фокусирующее поле. Кроме того, аммиак образует кристаллы, которые могут в конечном счете перекрыть поток газа. Однако в течение того относительно малого времени, которое необходимо для спектроскопических экспериментов, это устройство работало удовлетворительно.

Экспериментальные результаты были получены при работе мазера как в режиме спектрометра, так и генератора. Хотя мазер действовал и как усилитель, однако пока не проводилось измерений его характеристик в этом режиме».

При использовании устройства в качестве спектрометра частота входного микроволнового поля изменялась. Когда она совпадала с частотой молекулярного перехода, выходная мощность увеличивалась за счет мощности, излучаемой при индуцированных переходах в молекулах. В статье Гордона описывалось, как таким путем изучался спектр аммиака. «Было получено разрешение сколо 7 кГц, что значительно лучше по сравнению с пределом, равным 65 кГц, который обусловлен доплеровским уширением спектральной линии, имеющим место в обычном микроволновом спектрометре типа поглощающей ячейки. Чувствительность мазера значительно превосходила чувствительность других спектрометров, обладавших сравнительно высоким разрешением...»

Экспериментальные результаты, полученные при работе мазера в качестве генератора, согласуются с теорией и показывают, что излучение мазера действительно в очень высокой степени монохроматично и в этом отношении он значительно превосходит любой из известных источников излучения. Колебания создавались на частотах линий переходов  $3-3$  и  $2-2$  в спектре аммиака при их инверсной заселенности. Разумеется, для работы мазерного генератора можно использовать и другие переходы в спектре аммиака, а также переходы в других молекулах.

Частота  $3-3$ -перехода в  $^{14}\text{NH}_3$  составляет 23870 МГц. Генерация мазера на этой частоте была достаточно устойчива, так что экспериментальная проверка обна-

ружила наличие четко выраженных биений звуковой частоты при наложении сигналов двух мазеров. Это биение (обычно с частотой 30 Гц) на экране осциллографа давало идеальную синусоиду без случайных вариаций фазы, превышающих шумы детектирующей системы. Мощность, излучаемая пучками во время этого теста, непосредственно не измерялась, но, по оценкам, составляла около  $5 \cdot 10^{-10}$  Вт.

Было обнаружено, что частоту колебаний каждого мазера можно изменять на 1—2 кГц в обе стороны от частоты молекулярного перехода путем изменения собственной частоты резонатора вблизи частоты перехода. Если резонатор значительно расстраивался, генерация колебаний прекращалась. Отношение сдвига частоты колебаний к сдвигу собственной частоты резонатора почти точно равнялось отношению ширины линии молекулярного перехода, наблюдаемой с помощью микроволнового спектрометра, к ширине полосы резонатора. Такое поведение можно было ожидать согласно теории. Появление биений указывает на спектральную чистоту излучения мазерного генератора по крайней мере  $4 \cdot 10^{-12}$  в течение времени порядка 1 с.

При использовании резонаторов из инвара, находящихся в тепловом контакте с тающим льдом для стабилизации собственных частот резонатора, удавалось поддерживать генераторы в рабочем состоянии в течение примерно 1 ч при максимальных относительных вариациях частоты биений  $\sim 5$  Гц, или около  $2 \cdot 10^{-10}$  (среднее значение порядка  $10^{-10}$ ). Даже эти малые вариации связаны, по-видимому, с температурными эффектами».

Большое разрешение мазера как спектрометра, его исключительная монохроматичность как генератора и ожидаемая узкополосность как усилителя — все эти свойства связаны с тем, что мазер является регенеративным усилителем с положительной обратной связью, в котором часть выходного сигнала вновь подается на вход в фазе с входным сигналом. Ширина полосы любого резонансного контура определяется его добротностью  $Q$  — отношением максимальной энергии, запасенной в контуре, к энергии, рассеиваемой за одно колебание, и ширина его полосы обратно пропорциональна  $Q$  (для простого  $RLC$ -контура добротность  $Q = \omega L/R$ ). Положительная обратная связь эффективно уменьшает

полную рассеиваемую мощность, частично восполняя ее за счет выходной мощности; при этом  $Q$  возрастает, а ширина полосы падает. Этот эффект тем заметнее, чем больше выходная мощность генератора или усиление усилителя. В случае лазера ширину линии можно существенно уменьшить по сравнению с естественной шириной линии молекулярного перехода при спонтанном излучении.

Именно чрезвычайно узкая полоса и отсутствие перестройки накладывают весьма серьезные ограничения на использование лазера на аммиаке в качестве усилителя. Однако такой усилитель имеет также очень низкий коэффициент шума<sup>1</sup>, в связи с чем авторы предположили, что его можно будет использовать для некоторых специальных целей — например, для «усиления сигналов... из космоса, где температура составляет всего несколько градусов Кельвина». Подобные применения лазеров на молекулярных пучках вначале были весьма незначительны, однако, поскольку сама возможность лазерного эффекта была продемонстрирована, вскоре этот эффект стали исследовать и для других переходов. Особенно успешно использовались переходы между двумя спиновыми состояниями электрона в твердом парамагнетике, где частота перехода зависит от напряженности приложенного внешнего магнитного поля.

После того как применимость принципа лазера была доказана, казалось естественным попытаться распространить его и на оптические частоты. Однако сделать это было далеко не просто. Соответствующие проблемы обсуждались, и ряд решений для них был предложен в совместной статье Таунса и Артура Л. Шавлова (из лаборатории фирмы «Белл телефон»), опубликованной в 1958 г. в журнале *The Physical Review*. Опыт работы Шавлова в области оптической спектроскопии подсказал ему, что основная проблема состоит в подборе резона-

<sup>1</sup> Коэффициент шума усилителя определяется следующим образом. На входе усилителя возникает тепловой шум, мощность которого равна  $kT\Delta\nu$  ( $\Delta\nu$  — ширина полосы усилителя). Если коэффициент усиления  $g$ , то минимальный шум на выходе будет равен  $gkT\Delta\nu$ . Однако действительный уровень мощности шума на выходе в  $F$  раз превышает это минимальное значение из-за шума, создаваемого самим усилителем. Величина  $F$  и называется коэффициентом шума.

тора. Объемный резонатор, прекрасно оправдавший себя в микроволновом диапазоне, не мог быть применен даже в инфракрасной области спектра, не говоря уже о видимой.

«Чтобы работать с отдельной модой колебаний резонатора в инфракрасном диапазоне, его линейные размеры должны быть порядка длины волны, т. е. слишком малыми, чтобы такой резонатор можно было создать на практике. Это относится, по крайней мере, к области самых высоких инфракрасных частот, а тем более к видимой области. Следовательно, приходится рассматривать резонаторы, размеры которых велики по сравнению с длиной волны, так что в них может одновременно существовать большое число мод интересующего нас диапазона частот...

Рассмотрим теперь, насколько должна уменьшаться обычная ширина линии спектра атомной системы в результате лазерного эффекта, иными словами, насколько монохроматично излучение инфракрасного или оптического лазера... Предположим, нам удалось выделить одну моду. Спонтанное<sup>1</sup> излучение на этой частоте дает конечную ширину линии

$$\Delta\nu_{\text{осц}} = \frac{4\pi h\nu}{P} (\Delta\nu)^2,$$

где  $\Delta\nu$  — полуширина резонанса на уровне половины максимальной интенсивности,  $P$  — мощность осциллирующего поля.

Для случая, рассмотренного ранее в статье,  $4\pi h\nu\Delta\nu/P$  составляет около  $10^{-6}$  при минимальном значении  $P$ , необходимом для поддержания колебаний, так что  $\Delta\nu_{\text{осц}} \sim 10^{-6}\Delta\nu$ . Это значение соответствует чрезвычайно высокой степени монохроматичности излучения. Однако для многомодового резонатора монохроматическое излучение накладывается на фон индуцированного [очевидно, имеется в виду спонтанное — Дж. Т.] излучения с шириной полосы  $\Delta\nu$ ; для принятого значения мощности  $P$  интенсивность монохроматического излучения равна интенсивности индуцированного излучения<sup>2</sup>.

<sup>1</sup> В этой цитате, по-видимому, перепутаны обозначения спонтанного и индуцированного излучения.

<sup>2</sup> Спонтанное излучение доставляет гораздо больше затруднений в оптическом, чем в микроволновом, диапазоне. При пр...



Другая проблема, связанная с мазерами на многомо-  
довых резонаторах (вероятно, не фундаментальная, но  
способная, однако, привести к значительным практиче-  
ским трудностям), — это возможность перехода колеба-  
ний, первоначально возникших на одной моде, в другую  
или вообще непрерывное изменение мод, связанное с  
внезапными скачками частоты.

Иными словами, проблема сводилась к получению  
эквивалента объемного резонатора, способного к селек-  
тивному отклику на данную колебательную моду, но  
размеры которого не обязательно должны были соответ-  
ствовать длине волны. Шавлову и Таунсу удалось пока-  
зать, что этого можно добиться, используя резонатор без  
боковых стенок, но с частично прозрачными торцевыми  
стенками для связи с внешним пространством, иначе  
говоря, с помощью устройства типа оптического *интер-  
ферометра Фабри — Перо*. В этом устройстве колебания  
всех типов, кроме одного или нескольких желаемых,  
уходят из резонатора через боковые стенки еще до того,  
как успевают набрать достаточную для создания помех  
интенсивность.

Авторы исследовали параметры подобного устройства  
в инфракрасном диапазоне, используя в качестве актив-  
ной среды пары натрия, а в качестве источника — на-  
триевую лампу; они убедились в том, что соответствую-  
щие характеристики вполне достижимы. Шавлов и Таунс  
рассмотрели также возможность использования актив-  
ных материалов других типов, и наконец был применен  
один из них — пары цезия, возбуждаемые гелиевой лам-  
пой. Несколько менее оптимистично эти авторы оцени-  
вали перспективу создания оптического мазера с исполь-  
зованием твердого тела в качестве активного мате-  
риала<sup>1</sup>. Частично это объяснялось большей шириной  
спектральных линий, затрудняющей выделение мод, а  
частично — ограниченными возможностями накачки на

---

равных условиях вероятность спонтанного излучения возрастает про-  
порционально кубу частоты, тогда как вероятность индуцированного  
излучения не зависит от частоты (в обоих случаях предполагается  
электрическое дипольное излучение).

<sup>1</sup> Авторы сомневались в этом, несмотря на то что Шавлов за-  
явил следующее «За время работы в лабораториях фирмы «Белл» я  
довольно глубоко уверился в том, что все, что возможно в газе, осу-  
ществимо и в твердом теле, причем в последнем случае даже более  
успешно».

соответствующей частоте. Однако они сознавали, что не  
исключены «более изящные решения». «Может быть,  
удастся накачать одно из верхних состояний, располо-  
женных над метастабильным. Тогда атомы будут пере-  
ходить в метастабильное состояние (возможно, за счет  
безызлучательных процессов с участием кристалличе-  
ской решетки) и накапливаться там, пока их число не  
окажется достаточным для лазерного эффекта».

Действительно, менее чем через год Шавлов выска-  
зал предположение, что рубин (двуокись алюминия  
 $Al_2O_3$  с небольшой добавкой окиси хрома  $Cr_2O_3$  в каче-  
стве «примеси») может служить требуемым активным  
материалом. «Рубин имеет широкую полосу поглощения  
в области зеленого цвета, а остальные полосы прихо-  
дятся на область ультрафиолета. При возбуждении  
кристалл рубина излучает большое число узких линий  
в дальней красной области ( $\lambda \sim 7000 \text{ \AA}$ ). Две наиболее  
интенсивные линии ( $\lambda = 6919$  и  $6934 \text{ \AA}$ ) связаны с пере-  
ходом в основное состояние, так что всегда большая  
часть атомов будет находиться в низших состояниях, и  
эти переходы непригодны для создания лазерного эф-  
фекта. Однако наиболее интенсивный спутник с  $\lambda = 7009 \text{ \AA}$   
связан с переходом в нижнее состояние, обычно не заня-  
тое при температурах жидкого гелия, и это состояние  
может быть использовано».

В том же сообщении Шавлов упомянул об исследо-  
ваниях Али Джавана из Гарвардского университета по  
энергетическим переходам при соударениях в смеси  
двух сортов газов: эти соударения могли привести к тре-  
буемой инверсии заселенностей. Такой механизм со вре-  
менем нашел применение в важном классе лазеров. Од-  
нако первым материалом, который позволил добиться  
успеха, оказался рубин, хотя механизм его действия был  
ближе к тому, что рассматривался в совместной работе  
Шавлова и Таунса, нежели к изложенному в сообщении  
Шавлова.

Рубин, хорошо известный драгоценный камень, ока-  
зался очень полезным для физиков. Во-первых, его до-  
статочно легко получить искусственным путем; во-вто-  
рых, его кристаллическая структура весьма проста, хотя  
и не тривиальна. Наконец, ионы хрома обладают маг-  
нитными и оптическими свойствами, которые можно ис-  
пользовать. Рубин действительно широко применялся

как активная среда для мазеров на твердом теле. Одним из многих исследователей, работавших с рубином, был Мейман, изучавший в связи с этим поведение ионов хрома. Первые шаги на пути, который в итоге привел его к созданию лазера, состояли в следующем: он обнаружил, что при возбуждении рубина зеленым светом

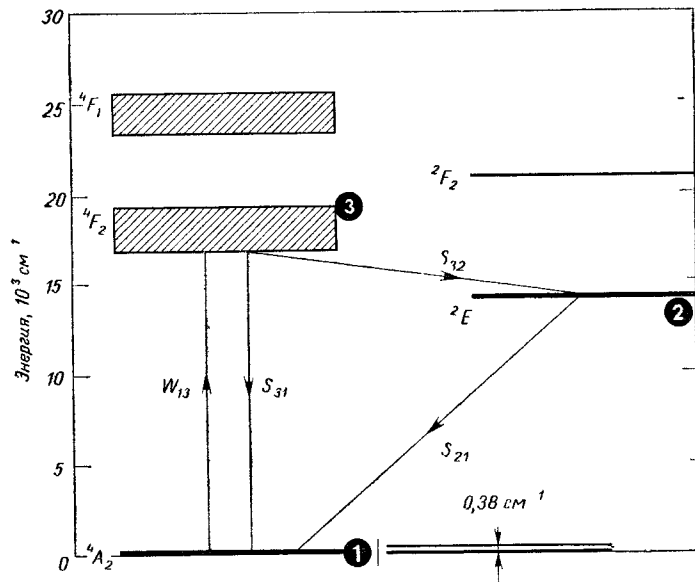


Рис. 13.3. Схема энергетических уровней в рубине.

Заштрихованные полосы обозначают широкие зоны энергии. Символы, нанесенные рядом с уровнями, описывают определенные свойства симметрии этих уровней [Phys. Rev. Lett., 4 (1960), стр. 564, рис. 1].

большая часть переходов в основное состояние сопровождается флуоресценцией с излучением красного света с длиной волны около  $6900 \text{ \AA}$ , и показал, что можно значительно уменьшить заселенность основного состояния. Об этом Мейман сообщил в *Physical Review Letters* в июне 1960 г.

«На рис. [13.3] показаны процессы, преобладающие в флуоресцирующем веществе при облучении его светом соответствующей длины волны. Здесь  $W_{13}$  — вероятность перехода в единицу времени под действием возбуждающего излучения,  $S_{mn}$  — скорости распада состояний как в результате излучательных, так и безызлучательных

процессов. Для данного кристалла  $S_{21}$  легко найти по скорости распада флуоресцирующего уровня ( ${}^2E$ ) после выключения источника возбуждения. Время жизни уровня для такого процесса составляет  $\sim 5$  мс. Варшаньи, Вуд и Шавлов показали, что это время жизни почти целиком обусловлено спонтанным излучением, следовательно, величина  $S_{21}$  примерно равна коэффициенту Эйнштейна  $A_{21}$ .

Приближенное значение для скорости перехода  $S_{32}$  было получено следующим образом. Кристалл рубина облучался светом с длиной волны  $5600 \text{ \AA}$ , который поглощался на низшей полосе ( ${}^4A_2 \rightarrow {}^4F_2$ ). Использованный образец представлял собой кубик с ребром 1 см, вырезанный из куска обычного розового рубина с концентрацией  $\text{Cr}_2\text{O}_3$  в  $\text{Al}_2\text{O}_3$  по весу примерно 0,05%. Во вторичном излучении кристалла в направлении, перпендикулярном падающему пучку, наблюдались две составляющие: первая соответствовала переизлучению на длине волны падающего света (спонтанный распад состояния  ${}^4F_2$ ); вторая — флуоресценции (спонтанный распад состояния  ${}^2E$ ). Интенсивность первой компоненты пропорциональна  $h\nu_{31}N_3A_{31}$ , где  $N_3$  — заселенность уровня 3,  $A_{31}$  — коэффициент Эйнштейна для перехода  ${}^4F_2 \rightarrow {}^4A_2$ , который вычисляется по измерениям коэффициента поглощения и ширины линии для этого перехода ( $A_{31} \sim 3 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$ ). Аналогично интенсивность второй, флуоресцентной компоненты пропорциональна  $h\nu_{21}N_2A_{21}$ . Измеряя отношение интенсивностей этих двух компонент и используя дополнительное условие  $N_2S_{21} = N_3S_{32}$ , характеризующее стационарное состояние, а также приближение  $S_{21} = A_{21}$ , находим величину  $S_{32} \approx 2 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ .

При измерении квантового выхода флуоресценции — отношения числа излученных квантов флуоресценции к числу квантов, поглощенных кристаллом из источника излучения, — получено значение, близкое к 1. Этот результат вновь подтверждает, что время жизни уровня 2 определяется в основном излучательными переходами, а также условием  $S_{32} \gg S_{31}$ ...

Вычисления с использованием ранее полученных результатов показали, что должно легко наблюдаться изменение заселенности основного состояния рубина при оптическом возбуждении. Этот вывод был проверен в последующих экспериментах. Кристалл рубина

устанавливался между параллельными посеребренными пластинами, образующими микроволновой резонатор с собственной частотой, равной частоте расщепления основного состояния в нулевом поле (11,3 ГГц). Кристалл облучался в течение короткого времени (20 мкс) светом от лампы-вспышки, и изменение коэффициента отражения от резонатора прослеживалось при помощи осциллографа. Было обнаружено, что величина микроволнового магнитного поглощения резко убывает, а затем возвращается к равновесному значению с постоянной времени  $\sim 5$  мс. Мы приписываем этот эффект временному уменьшению заселенности основного состояния с последующим восстановлением ее при высвечивании флуоресцирующего уровня».

Следующим шагом было создание инверсной заселенности и получение индуцированного излучения. Об успехе, достигнутом в этом направлении, кратко сообщалось в журнале *Nature* спустя два месяца после публикации изложенных выше работ, затем несколько полнее — в *British Communication and Electronics*, и наконец, подробная информация появилась в следующем году в *The Physical Review* в совместной статье Р. Х. Хоскинса, И. Дж. д'Эненса, Ч. К. Асава и В. Евтухова.

(Предваряя ее изложение, заметим, что уровень, обозначенный через  ${}^2E$  на рис. 13.3, в действительности является дублетом. Переход с верхнего уровня дублета дает излучение с длиной волны  $\lambda = 6929 \text{ \AA}$ , обозначаемое как линия  $R_1$ , а переход с нижнего уровня — излучение с  $\lambda = 6943 \text{ \AA}$  (линия  $R_2$ ). Расстояние между этими уровнями энергии почти в 8 раз превышает расщепление основного состояния, использованное в первых опытах Меймана.)

Проблема источника излучения для накачки, хотя и оказалась не столь серьезной, как предполагали Таунс и Шавлов, рассматривая необходимость использования света строго определенной частоты, все же оставалась непростой, несмотря на возможность некоторого расширения диапазона возможных частот, допускаемого шириной полосы  ${}^4F_2$  в рубине. Относительно требуемой интенсивности авторы говорили так: «Мы нашли, что если кристалл равномерно освещать изотропным излучением, то для возникновения индуцированного излучения нужен поток света более  $555 \text{ Вт/см}^2$ .

Ввиду необходимости использования мощных источников света для получения индуцированного излучения в рубине и связанной с этим проблемой рассеяния тепла данные эксперименты проводились с импульсным источником света. В том случае, когда возбуждающие импульсы света короче, чем время жизни флуоресцирующего состояния, лампа-вспышка должна создавать излучение с удельной энергией порядка  $1,67 \text{ Дж/см}^2$ .

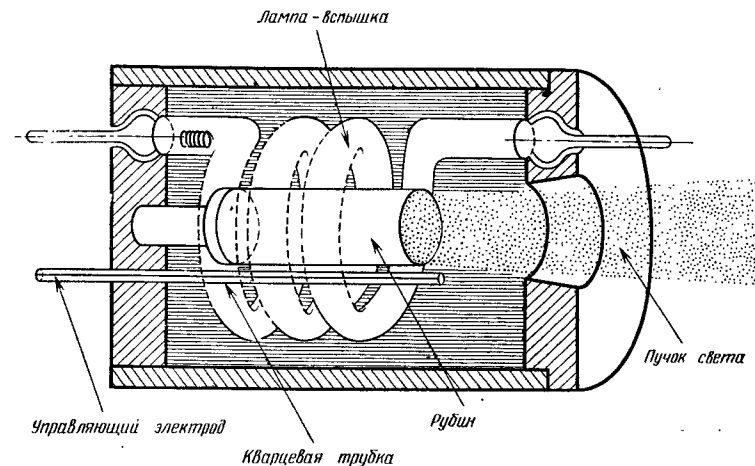


Рис. 13.4. Устройство для импульсного возбуждения рубина (размеры примерно  $2 \times 1$  дюйм<sup>2</sup>) [*Phys. Rev.*, 123 (1961), стр. 1154, рис. 7].

В качестве источника использовалась наполненная ксеноном кварцевая лампа-вспышка со спектральной эффективностью 0,064. Излучающая площадь источника составляла примерно  $25 \text{ см}^2$ , так что для создания индуцированного излучения в рубине требовалось подавать на лампу электрическую энергию 650 Дж.

Образцы рубина представляли собой цилиндры диаметром около  $\frac{3}{8}$  дюйма и длиной  $\frac{3}{4}$  дюйма с плоскими торцами, параллельными с точностью  $\lambda/3$  ( $\lambda = 6943 \text{ \AA}$ ). Эти образцы укреплялись внутри спиральной лампы-вспышки, и все устройство помещалось в полированный алюминиевый цилиндр [рис. 13.4]; было предусмотрено принудительное воздушное охлаждение. На торцы рубиновых цилиндров путем испарения наносилась пленка серебра; с одного конца пленка была непрозрачной, с

другого — полупрозрачной или непрозрачной, но с малым отверстием в центре.

Блок-схема эксперимента показана на рис. [13.5]. Энергия к лампе-вспышке подавалась при разряде батареи конденсаторов емкостью в 1350 мкФ, подводимая энергия изменялась путем изменения зарядного напряжения. Выходное излучение на линии  $R_1$  исследовалось

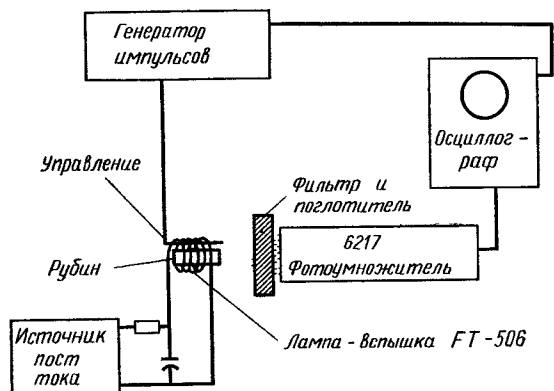


Рис 135 Блок-схема экспериментальной установки для наблюдения индуцированного излучения в рубине [Phys. Rev, 123 (1961), стр. 1154, рис 8]

при помощи фотоумножителя, прокалиброванного при  $\lambda = 6943 \text{ \AA}$  методом сравнения с выходным сигналом термобатареи при облучении ее излучением с близкой длиной волны, в полосе шириной  $200 \text{ \AA}$ . Термобатарея калибровалась при помощи стандартной лампы Национального бюро стандартов. Ослабление излучения, необходимое для того, чтобы обеспечить линейный выход фотоумножителя, достигалось использованием калиброванных нейтральных желатиновых фильтров. Пиковая выходная мощность и структура выходного импульса изучались путем наблюдения (на экране осциллографа) сигнала, снимаемого с включенного на выходе фотоумножителя резистора  $1000 \text{ Ом}$ . Полное разрешающее время аппаратуры составляло около  $0,1 \text{ мкс}$ . Полная энергия выходного импульса определялась интегрированием тока фотоумножителя слюдяным конденсатором емкостью  $0,1 \text{ мкФ}$ .

При возбуждении светом высокой интенсивности

было обнаружено, что выходное излучение для различных образцов рубина по своей природе может быть разделено на две категории.

1. В одних кристаллах линия  $R_1$  сужалась, но всего лишь в 4—5 раз, выходное излучение спадало без скачков, но быстрее, чем происходит распад флуоресценции во времени. Выходной пучок имел угол расхождения около одного радиана, и не наблюдалось наличия порога по мощности возбуждения. Такое поведение кристаллов уже рассматривалось Мейманом [в статьях, опубликованных в *Nature* и *British Communications and Electronics*].

2. В других кристаллах наблюдались значительное сужение линии (примерно на четыре порядка величины), осцилляции выходного импульса и угол расхождения пучка около  $10^{-2}$  радиан. Эти кристаллы характеризовались также ясно выраженным пороговым значением входной энергии, при котором происходило заметное сужение линии и пучка».

По мнению Меймана и его коллег, случаи малого сужения линии и большого расхождения пучка были связаны с неоднородностями и напряжениями в кристалле, которые приводили к частичному рассеянию излучения и тем самым к возбуждению нежелательных мод. Поэтому потенциальные возможности лазера могли быть реализованы лишь в почти идеальных кристаллах. Тем не менее, как указано выше, лазерный эффект впервые наблюдался на несовершенных образцах, поэтому приведенные ниже выдержки из предварительных сообщений также представляют интерес.

В заметке, опубликованной в *Nature*, говорилось лишь о сужении линии. «Кристалл рубина с линейными размерами порядка  $1 \text{ см}$ , покрытый серебром по двум параллельным граням, облучался лампой-вспышкой большой мощности; полученный при этом спектр излучения показан на рис. [13.6, б]. Эти результаты можно объяснить, исходя из того, что в опыте были достигнуты отрицательные температуры<sup>1</sup>, что и привело к регенеративному усилению».

<sup>1</sup> Это другой способ сказать об инверсии заселенности. Если функция распределения  $\exp(-E_i/kT)$  принимает большие значения для состояния с более высоким уровнем энергии, чем для состояния с более низким уровнем, то величина  $T$  должна быть отрицательной.

В статье в *British Communications and Electronics* также обсуждалось уменьшение времени распада состояния.

«Была получена серия осциллограмм распада  $R$ -линии при последовательно возрастающей интенсивности

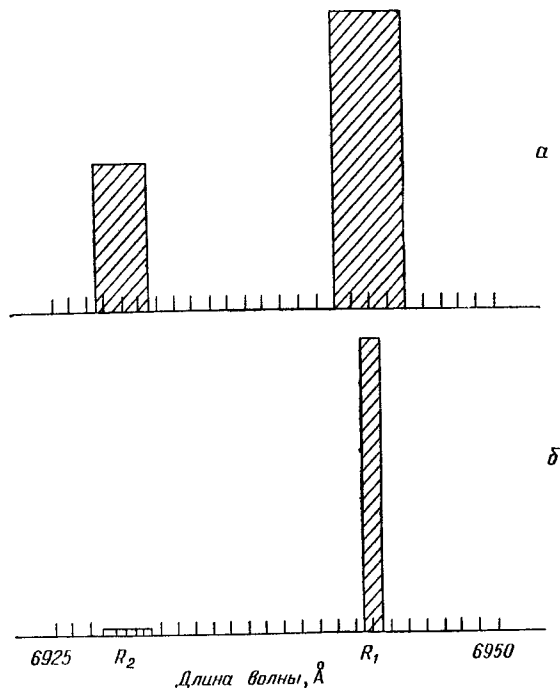


Рис. 136. Спектр испускания рубина: при возбуждении светом с малой (а) и большой (б) мощностью [*Nature*, 187 (1960), стр. 494, рис. 1].

импульса. При малых уровнях мощности спад излучения был близок к экспоненциальному с постоянной времени около 3,8 мс. При больших уровнях мощности наблюдалось значительное отклонение от экспоненциального закона, и начальная стадия соответствовала распаду с малой постоянной времени. При максимально достижимой интенсивности источника становилось возможным уменьшить постоянную времени распада на начальном участке до 0,6 мс.

Из этих результатов мы делаем вывод о том, что в ходе опытов были достигнуты отрицательные температуры и что время жизни уровня  ${}^2E$  значительно уменьшалось по сравнению с его значением при спонтанном излучении благодаря индуцированному излучению».

Очень скоро после этого были изготовлены лазеры на активных материалах других типов, в том числе газовый лазер, созданный Джаваном и его сотрудниками. Важное значение этого типа лазера состояло в том, что он впервые работал в непрерывном, а не в импульсном режиме. С самого начала лазер представлял собой не только ценный инструмент исследования, создающий на оптических частотах недостижимые другими способами мощные электромагнитные поля с высокой степенью когерентности; он нашел также применение в целом ряде технологических процессов. В то же время аналогичные микроволновые устройства использовались в более ограниченном масштабе, в основном из-за своих более специфических свойств (см. ранее в этой главе замечание Гордона, Цайгера и Таунса). Однако лазеры оказались весьма полезными в исследовательской работе, непрерывно расширяется их применение в технике дальней телефонной и телевизионной связи через спутники Земли, кроме того, они используются практически во всех видах космической связи.

## ТУННЕЛИРОВАНИЕ И СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ

В гл. 4 была описана история открытия сверхпроводимости (исчезновения сопротивления) металлов при низких температурах. Рассмотренные там же работы Мейснера и Оксенфельда, обнаруживших идеальный диамагнетизм сверхпроводников, сделали возможным теоретическое описание сверхпроводимости на макроскопическом уровне с феноменологической точки зрения. Однако в течение долгого времени после опубликования этих работ микроскопический механизм, лежащий в основе явления сверхпроводимости, оставался неясным.

Этот пробел был восполнен в 1957 г. Джоном Бардином, Леоном Н. Купером и Дж. Робертом Шриффером из Иллинойского университета, которые разработали теорию этого явления, известную как «теория БКШ» (по инициалам ее авторов). Теория оказалась весьма удачной, и три ее автора были удостоены в 1972 г. Нобелевской премии по физике<sup>1</sup>. В приложении А данной книги приведено схематическое изложение теории и рассказана предыстория ее создания.

Ключевое положение теории БКШ состоит в постулировании корреляции между парами электронов: основное состояние сверхпроводника при нулевой температуре есть состояние, в котором все электроны спарены под действием корреляционных сил. Энергия, необходимая для разрыва такой пары, соответствует щели в энергетическом спектре электронов. Щель расположена в зоне проводимости: ее ширина имеет порядок  $kT_{кр}$  ( $T_{кр}$  — критическая температура перехода между нормальным

<sup>1</sup> Таким образом, за всю историю существования Нобелевской премии, Бардин стал первым лауреатом, получившим ее два раза за работы в одной и той же области, будучи лишь третьим из тех, кто вообще был награжден Нобелевской премией дважды.

и сверхпроводящим состояниями) и изменяется с температурой, обращаясь в нуль при  $T = T_{кр}$ .

В 1959 г. Ивар Живер, инженер из исследовательской лаборатории фирмы «Дженерал электрик», изучал явление «туннелирования». Этот термин применяется для обозначения проникновения частицы через область, которую, согласно классическому закону сохранения энергии, она не могла бы пройти<sup>1</sup>. Для электронов в металле такую область создает тонкая пленка изолятора между двумя металлическими образцами; с системами подобного типа и работал Живер. В то время он слушал курс физики в Ренселерском политехническом институте. Ознакомившись с теорией БКШ, Живер понял, что эффект туннелирования можно использовать как инструмент для изучения щели в энергетическом спектре электронов сверхпроводника. Его исследования в этой области дали большие результаты, и в 1973 г. Живер стал одним из лауреатов Нобелевской премии по физике.

В 1961 г. студент-дипломник Кембриджского университета Брайан Д. Джозефсон теоретически показал, что через достаточно тонкие пленки могут туннелировать не только отдельные электроны, но и электронные пары. Это обстоятельство должно привести к трем новым эффектам.

1. Через пленку может протекать сверхпроводящий ток, то есть ток при нулевом напряжении на пленке. Максимальная величина такого тока должна быть очень чувствительна к величине магнитного поля, приложенного в плоскости пленки, и быстро уменьшаться (вначале) с ростом поля. 2. Если к пленке приложено постоянное напряжение  $V$ , то в дополнение к постоянному

<sup>1</sup> Это явление есть следствие волновых свойств частиц (см. Тригг Дж., Решающие эксперименты, М., «Мир», 1974), и в частности того обстоятельства, что волновая функция не обращается полностью в нуль в областях, где кинетическая энергия в представлении классической механики отрицательна. Этот эффект аналогичен полному внутреннему отражению, как, например, при распространении электромагнитных волн микроволнового диапазона, описанном в статье Брейди Дж. Дж., Брика Р. О. и Пирсона М. Д. (см. Journal of the Optical Society of America, 50, 1080, 1960) [или при распространении света (см. Ландсберг Г. С., Оптика, М., «Наука», 1976)]. — *Ред.].* В качестве наглядной демонстрации явления можно использовать волны на поверхности воды в сосуде.

току должен возникнуть переменный ток с частотой  $\nu = 2eV/h$ . 3. И наоборот, если приложенное напряжение, кроме постоянной составляющей, содержит также переменную с частотой  $\nu$ , то зависимость постоянного напряжения от тока должна быть иной. В частности, должны существовать области с нулевым сопротивлением (т. е. области, где ток может изменяться при постоянном напряжении). Они возникают при значениях  $V_n = nh\nu/2e$  ( $n$  — целое число,  $e$  — заряд электрона), и их величина зависит от амплитуды переменного напряжения. Все предсказанные эффекты, а также некоторые родственные им были обнаружены и исследованы в последующие четыре года в многочисленных экспериментах, проведенных различными учеными (в том числе и Живером). В 1973 г. Джозефсон тоже стал одним из лауреатов Нобелевской премии по физике.

В этой главе рассмотрены эксперименты Живера, который использовал эффект туннелирования для изучения сверхпроводимости. Кроме того, описаны эксперименты по проверке теоретических предсказаний Джозефсона и изложены некоторые следствия этих эффектов.

Роль туннелирования в проводимости через контакт между металлами была осознана, по крайней мере качественно, довольно давно. Живер и Карл Мегерле в статье в журнале *The Physical Review* в 1961 г., подробно описывая свою работу с сверхпроводниками, отмечали: «Представление о том, что частицы могут проникать через энергетические барьеры, существует с тех пор, как возникла квантовая механика... Давно известно, что благодаря квантовомеханическому туннельному эффекту электрический ток может протекать между двумя образцами металла, разделенными тонкой пленкой диэлектрика<sup>1</sup>. Теоретические расчеты впервые были проделаны [в 1933 г.] [Арнольдом] Зоммерфельдом и [Гансом] Бете». Эффект изучался также и экспериментально, в основном Рагнарсом Хольмом с сотрудниками, которые работали в электротехнической фирме «Сименс», а также Хольмом совместно с Вальтером Мейснером, студенткой Мейснера Изольдой Дитрих и сыном Мейснера Гансом. Однако количественные результаты этих работ были

<sup>1</sup> См. также обсуждение более ранних теоретических представлений о действии выпрямителей в гл. 9.

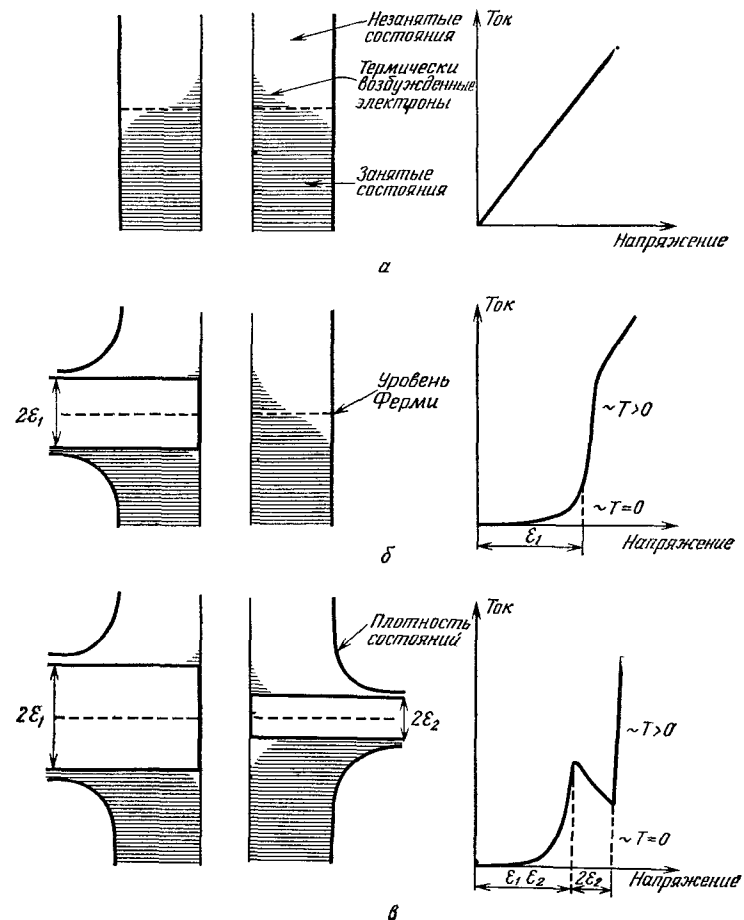


Рис. 14.1. „Зависимость плотности состояний от энергии и вольт-амперные характеристики для трех случаев: оба металла в нормальном состоянии (а); один металл в нормальном состоянии, а другой в сверхпроводящем (б); оба металла в сверхпроводящем состоянии (в)“.

Диаграммы приведены для случая температур, отличных от нуля, поэтому над уровнем Ферми (штриховая линия) имеется некоторое количество термически возбужденных электронов [*Phys. Rev.*, 122 (1961), стр. 1104, рис. 4].

ненадежны, так как контакты в основном представляли собой просто скрещенные проволочки, прижатые друг к другу пружиной или грузом, и характер контактных поверхностей и образовавшихся на них пленок не был известен. Живер вместе со своим коллегой Джоном С. Фишером впервые применили способ напыления на подложку полоски металла, создания на ее поверхности окисной пленки и затем напыления второй металлической полоски поперек первой. Таким путем они смогли не только получить вполне надежные результаты, но и убедительно доказать, что ток, протекающий через окисную пленку, действительно является туннельным.

Как уже упоминалось, именно во время этой работы Живер познакомился с теорией БКШ и понял, что энергетическая щель, о которой говорилось в этой теории, может влиять на туннельный ток. В цитированной уже статье Живера и Мегерле прекрасно изложены основные принципы и рассмотрены экспериментальные методы, использовавшиеся при изучении туннельного эффекта.

«На рис. [14.1.а] представлена простая модель из двух металлов, разделенных тонкой диэлектрической пленкой; эта пленка изображена как потенциальный барьер. На рис. [14.1.б] показан случай, когда один из металлов находится в сверхпроводящем состоянии. Заметим, что электронная плотность состояний в этом случае изменилась так, как постулировали Бардин, Купер и Шриффер: образовалась энергетическая щель, симметричная относительно уровня Ферми. На рис. [14.1.в] оба металла находятся в сверхпроводящем состоянии

...Качественно проанализируем эти три разных случая.

Вероятность прохождения квантовой частицы через потенциальный барьер зависит экспоненциально от его ширины и как корень квадратный от высоты<sup>1</sup>. Ни ширина, ни высота барьера не изменяются сколько-нибудь заметным образом при приложении небольшого напряжения между двумя металлами<sup>2</sup>. В этом случае

<sup>1</sup> Имеется в виду зависимость от высоты барьера показателя экспоненты. — *Прим ред*

<sup>2</sup> При этом изменяется относительное расположение распределений электронов по энергиям по обе стороны барьера. Если приложена разность потенциалов  $V$ , то энергия всех электронов со сто-

[рис. 14.1, а] с увеличением приложенного напряжения пропорционально ему увеличивается число электронов, способных перемещаться, а следовательно, возрастает ток. Влияние температуры должно быть очень мало, так как по обе стороны барьера находятся металлы в нормальном состоянии с одинаковым распределением электронов, и к тому же величина  $kT$  много меньше высоты барьера.

Если же один из металлов находится в сверхпроводящем состоянии, ситуация резко меняется. При абсолютном нуле температуры ток не может протекать через барьер до тех пор, пока приложенное напряжение не будет соответствовать половине энергетической щели. Если предположить, что ток пропорционален плотности состояний, то он должен вначале быстро возрастать с напряжением, а затем асимптотически приближаться к вольт-амперной характеристике, имеющей место, когда оба металла находятся в нормальном состоянии. При температуре, отличной от нуля, даже при самых малых напряжениях через барьер будет протекать небольшой ток. Но так как распределение электронов по разные стороны барьера в данном случае различно, ток должен сильно зависеть от температуры.

И наконец, когда оба металла находятся в сверхпроводящем состоянии, опять-таки возникает совершенно иная картина. При абсолютном нуле температуры ток не может протекать до тех пор, пока приложенное напряжение не будет соответствовать полусумме двух энергетических щелей. При конечной (т. е. отличной от нуля) температуре ток также будет протекать и при самых малых напряжениях, возрастая с напряжением до тех пор пока оно не станет приблизительно эквивалентно полусумме двух энергетических щелей. При дальнейшем увеличении напряжения число электронов, которые могли бы туннелировать, остается постоянным; но так как они переходят в область с меньшей плотностью состояний, ток будет в действительности уменьшаться с ростом напряжения. Наконец, когда приложенное напряжение станет эквивалентно полусумме двух

роны более высокого потенциала понизится (так как заряд электрона отрицателен) на величину  $eV$ . Последующие рассуждения будут понятнее читателю, если он ясно представит себе это относительное смещение распределений,



шелей, ток начнет вновь быстро возрастать и асимптотически приближаться к вольт-амперной характеристике, наблюдаемой в случае двух нормальных металлов.

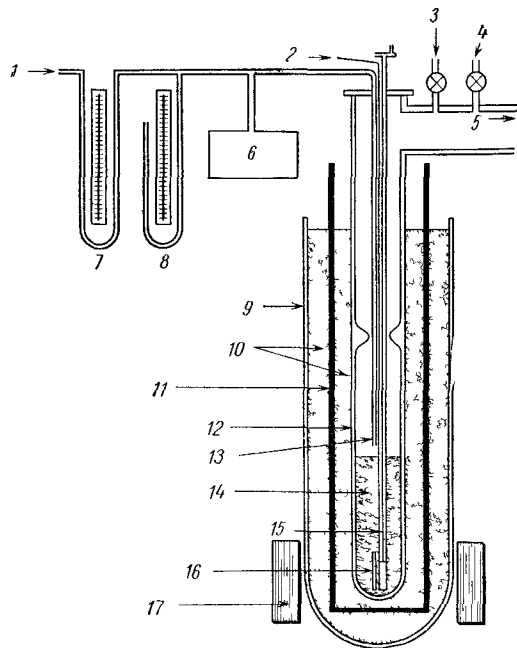


Рис 142 Схема установки, использованной Живером с сотрудниками при изучении туннелирования электронов.

Экран предназначен для защиты от внешних магнитных полей и при измерениях в магнитном поле может быть удален  
 1—вакуумная откачка дифференциального манометра, 2—электрические вводы, 3—газообразный гелий, 4—форвакуумная линия, 5—линия к диффузионному и механическому насосам, 6—манометр Мак-Леода, 7—масляный и 8—ртутный дифференциальные манометры 9—азотный дьюар, 10—жидкий азот, 11—экран, 12—гелиевый дьюар, 13—трубка для измерения давления, 14—жидкий гелий, 15—держатель образца и привод регулирования, 16—образец и RC фильтр, 17—электромагнит [Phys. Rev., 122 (1961), стр 1101, рис 1]

Так как мы предполагаем, что распределение электронов и дырок как в нормальном, так и в сверхпроводящем состоянии симметрично относительно уровня Ферми, то никаких эффектов, приводящих к выпрямлению тока, ожидать не следует».

Аппаратура и методика измерений, описанные Живером и Мегерле, без сомнения, в деталях отличаются от

использованных позднее другими исследователями<sup>1</sup>, но в основных чертах они сходны.

«Установка, показанная на рис. [14.2], состоит из дьюара с жидким гелием и наружного дьюара, заполненного жидким азотом, который защищает гелий от теплового излучения. Гелиевый дьюар сужается посередине, что способствует уменьшению притока тепла по пленке сверхтекучего гелия, когда температура благодаря откачке паров гелия опускается ниже  $\lambda$ -точки<sup>2</sup>.

Температура измеряется по давлению паров гелия... Данная установка позволяет получать температуру около 0,9 К... Эту температуру можно поддерживать примерно в течение шести часов...

Электрическая схема измерений представлена на рис. [14.3]. Для записи вольт-амперных характеристик использовались двухкоординатный самописец и согласующий усилитель постоянного тока, снабженные внешними шунтами и переключателями диапазонов измерений... Диапазон измерений тока может переключаться декадно от 100 мА до 1 мкА, диапазон измерения напряжения изменялся от 100 мВ до 50 мкВ».

Следует также упомянуть метод, использованный некоторыми другими исследовательскими группами. Для автоматической и повторяющейся развертки нужного участка по току или по напряжению вместо батареи они применяли источник переменного тока (обычно с частотой сети 60 Гц<sup>3</sup>). Сигнал, пропорциональный напряжению, подавался на одну из пар отклоняющих пластин осциллографа, а сигнал, пропорциональный току, — на другую пару. Таким образом, осциллограф непрерывно записывал вольт-амперную характеристику.

При соответствующей установке двух потенциометров и напряжения батареи может быть получен источник э. д. с. с большим или малым внутренним сопротивлением. Значительная емкость образца вместе с индуктивностью подводящих проводов могут способствовать

<sup>1</sup> До того как Живер добился успеха в своих исследованиях, кроме него, изучением туннельного эффекта занималась только одна группа, работавшая в фирме «Артур Д Литл».

<sup>2</sup> Откачка паров гелия дает возможность регулировать температуру, так как кипение гелия при уменьшении давления паров происходит при более низкой температуре (см гл 5).

<sup>3</sup> В США стандартная частота сети переменного тока 60 Гц.

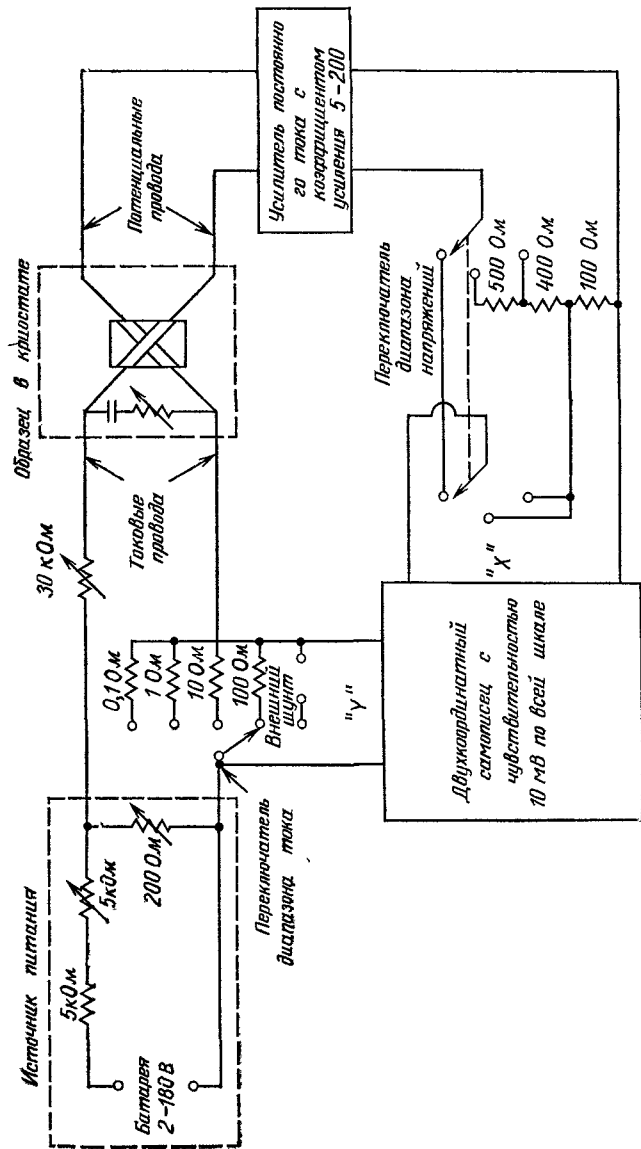


Рис. 14.3 Электрическая измерительная схема использованная Живером при исследовании туннелирования электронов [Phys. Rev., 122 (1961), стр. 1102, рис. 2]

возникновению нежелательной генерации высокочастотного напряжения на участке вольт-амперной характеристики, где образец имеет отрицательное дифференциальное сопротивление<sup>1</sup>. От этой помехи можно избавиться или по крайней мере значительно ее уменьшить, присоединив параллельно образцу настраиваемый фильтр высоких частот, который состоит из емкости, большой по сравнению с емкостью образца, и последовательно включенного переменного сопротивления. Фильтр располагается в непосредственной близости от образца, с тем чтобы минимизировать индуктивность подводящих проводов. Переменное сопротивление... закрепляется на конце... трубки из нержавеющей стали. Коаксиально ей расположена вторая трубка меньшего диаметра, которая связана с осью переменного потенциометра и уплотнена кольцом круглого сечения на крышке дьюара; это позволяет производить регулировку извне.

Электрические вводы в дьюар, состоящие из токовых и потенциальных проводов, проходят через крышку дьюара и герметично уплотняются апыезоном... Для уменьшения наводок вся электрическая схема за пределами дьюара экранирована. Образец и подводящие провода внутри дьюара могут быть защищены двухслойным экраном из магнитного железа и меди, который устанавливается в жидком азоте, окружающем дьюар с гелием.

Так как напряжения на образце очень малы, то наводки от флуктуирующих полей рассеяния, всегда присутствующих в пространстве, представляют большую проблему даже после тщательного экранирования... От этих трудностей можно практически избавиться, включив последовательно с образцом в токовую цепь возможно большее сопротивление. При этом создается как бы делитель напряжения, и на образец попадает только малая часть наводок. Такой метод... нельзя использовать при исследовании участка вольт-амперной характеристики образца с отрицательным дифференциальным сопротивлением, но вне этого участка метод был применен для большинства образцов.

Образец закрепляется непосредственно на переменном сопротивлении, которое входит в состав фильтра

<sup>1</sup> На рис. 14.1, в это участок вольт-амперной характеристики, ток уменьшается с ростом напряжения,

высоких частот. Это обеспечивает механическую жесткость и возможность точной и воспроизводимой регулировки положения образца при измерениях в магнитном поле...

Образец представляет собой две металлические пленки, разделенные тонким слоем изолятора. Подобные сэндвичи алюминий — окись алюминия — металл готовят путем напыления в вакууме алюминия на стеклянную подложку, последующего окисления пленки, и вторичного напыления какого-либо металла поверх окиси алюминия. Предварительно вырезается стеклянная подложка размером  $0,5 \times 3$  дюйма<sup>1</sup>, который позволяет ей пройти через сужение в дюаре с гелием. Затем на четыре угла стеклянной подложки наносится индий для создания контакта между напыленными металлическими полосками и внешними проводами. После этого подложка с индиевыми контактами промывается с помощью соответствующих моющих средств, прополаскивается дистиллированной водой, спиртом и высушивается в сухом азоте.

Далее стеклянная подложка устанавливается в напылительной установке так, чтобы она находилась в вакуумной камере позади соответствующих масок. Испарение происходит с танталовых ленточек... которые вместе с навеской [металлом, предназначенным для испарения] предварительно прогреваются в вакууме для смачивания их металлом. Испарение происходит при начальном давлении не более  $5 \cdot 10^{-5}$  мм рт. ст.

Приготовление сэндвичей металл — изолятор — металл производится в три этапа, как показано на рис. 14.4; подложка все время находится при комнатной температуре.

Сначала на стеклянную подложку между двумя контактами напыляется полоска алюминия шириной 1 мм и толщиной 1000—3000 Å. Затем алюминий окисляется при атмосферном или при немного меньшем давлении. И наконец, на слой окиси алюминия между оставшимися двумя контактами напыляется слой какого-либо из следующих металлов: Al, Pb, In или Sn — размером близкий к размеру первой алюминиевой полоски.

<sup>1</sup> Хотя на рис. 14.2 относительные размеры не выдержаны, эти числа дают представление об истинной величине установки.

Толщина слоя изолятора  $Al_2O_3$  между полосками металла зависит от ряда факторов... [Из них в статье упоминаются давление в установке при окислении, время окисления, наличие паров воды в окисляющей атмосфере, скорость и температура напыления верхнего слоя металла, температура при окислении и скорость напыления слоя алюминия.]

Регулируя в некоторых пределах эти параметры, можно изменять сопротивление туннельного перехода площадью  $1 \text{ мм}^2$  в пределах  $10^{-2}$ — $10^7 \text{ Ом}$ ...

Толщину оксидного слоя можно определить косвенным образом, вычисляя ее на основе значения непосредственно измеряемой емкости перехода».

В первом сообщении Живера в журнале *Physical Review Letters* в августе 1960 г. приводились измеренные им вольт-амперные характеристики, аналогичные показанной на рис. 14.1, б. Живер отметил также, что угол наклона кривой зависимости тока от напряжения при любом заданном значении напряжения пропорционален плотности свободных состояний электронов в сверхпроводнике. Этого и следовало ожидать, исходя из теоретических представлений о туннелировании, которые Живер считал «примитивными». Однако в их обобщенность в то время верили некоторые теоретики. Эти представления получили дополнительное подтверждение три месяца спустя, когда Джеймс Никол, Сидней Шапиро и Поль Х. Смит сообщили в журнале *Physical Review Letters* о наблюдении области отрицательного

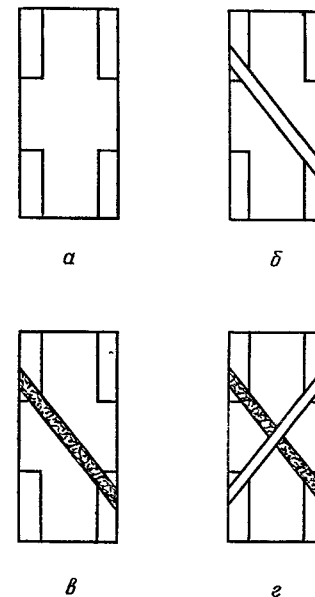


Рис. 14.4. Приготовление образца.

Стеклянная подложка с индиевыми контактами (а), между контактами напылена полоска из алюминия (б), полоска алюминия окислена (в); поперек алюминиевой полоски напылена пленка свинца (г). Таким образом получается сэндвич  $Al-Al_2O_3-Pb$  [Phys. Rev., 122 (1961), стр. 1103, рис. 3].

дифференциального сопротивления, изображенной на рис. 14.1, *в*. И наконец, в статье, цитированной выше, Живер и Мегерле представили ряд вольт-амперных характеристик обоих типов, измеренных для различных сверхпроводников при различных температурах и магнитных полях. Все эти результаты прекрасно согласовались с теорией БКШ.

Однако эти результаты относились к туннелированию свободных (неспаренных) электронов и давали информацию о распределении по энергиям одночастичных состояний и значении энергетической щели. С другой стороны, явления, предсказанные Джозефсоном, в строгом смысле вытекают из существования электронных пар и их свойств (см. приложение), и в частности из того, что к парам неприменим принцип Паули. Если толщина барьера между двумя сверхпроводниками меньше характерной длины затухания волновой функции электрона внутри барьера<sup>1</sup>, то волновая функция электронной пары может проникать через барьер с любой из двух сторон на другую. Это означает, во-первых, туннелирование электронных пар через барьер и, следовательно, протекание сверхпроводящего тока, которому не препятствует (как это имеет место в случае обычного одночастичного туннельного тока) отсутствие свободных состояний по другую сторону барьера. Во-вторых, это означает корреляцию фаз  $\theta$  волновых функций по обе стороны барьера.

Полное математическое рассмотрение вопроса слишком сложно, чтобы приводить его здесь, но основные положения его довольно просты. Как отмечено в приложении, фаза волновой функции  $\theta$  имеет постоянное значение внутри всего сверхпроводника (когда отсутствуют и сверхпроводящий ток, и магнитное поле) и может изменяться сразу во всем сверхпроводнике на одну и ту же величину без каких-либо наблюдаемых последствий с точки зрения физики. В системе из двух сверхпроводников, разделенных толстым слоем изолятора, фаза волновой функции с каждой из двух сторон может изменяться таким образом независимо от фазы с другой

<sup>1</sup> Волновая функция частицы в области, запрещенной для нее с классической точки зрения, зависит от расстояния от границы этой области приблизительно как  $e^{-x/l}$ , где  $l$  — длина затухания.

стороны. Если же толщина барьера уменьшается до нуля, то следует предполагать, что свойства системы будут постепенно изменяться, приближаясь к свойствам единого сверхпроводника. Это означает, что существует энергия взаимодействия (или связи) между двумя сверхпроводниками, которая зависит от разности фаз и с уменьшением толщины барьера увеличивается по абсолютной величине, оставаясь при этом отрицательной. Согласно строгой теории, в пределе для слабой связи эта энергия на единицу поверхности имеет вид

$$E_{св} = -E_0 \cos \delta,$$

где  $E_0 > 0$  зависит от структуры перехода<sup>1</sup>,  $\delta$  — разность значений  $\theta$  по обе стороны перехода. Изменение фазы от одной точки к другой в свою очередь означает (см. приложение) наличие сверхпроводящего тока с плотностью

$$j = j_1 \sin \delta, \quad (14.1)$$

где  $j_1 = -2eE_0/\hbar$ . Величину  $\delta$  экспериментатор может отчасти изменять косвенным путем. Одним из параметров, который влияет на нее, является напряжение на барьере; однако при нулевом напряжении  $\delta$  имеет конечное, ненулевое значение. Таким образом, экспериментатор, согласно условию (14.1), может изменять сверхпроводящий ток с помощью внешней электрической цепи.

Как уже упоминалось, Джозефсон получил свои результаты будучи еще студентом в Кембридже. Интерес к этой проблеме возник у него в то время, когда он слушал курс лекций П. В. Андерсона из лаборатории фирмы «Бэлл телефон», проводившего в Кембридже свой свободный «седьмой год»<sup>2</sup>. Естественно, что Джозефсон обсуждал с Андерсоном свои идеи<sup>3</sup>. Андерсон писал об этом в своей статье в журнале *Physics Today*:

<sup>1</sup> Она определяется величиной  $(\pi/eAR_{NN})\Delta_1\Delta_2/(\Delta_1 + \Delta_2)$ , где  $\Delta_1$  и  $\Delta_2$  — полуширина энергетических щелей для соответствующих сверхпроводников,  $R_{NN}$  — сопротивление (туннельное) перехода в случае, когда оба металла находятся в нормальном состоянии,  $A$  — площадь перехода,  $e$  — заряд электрона.

<sup>2</sup> В американских университетах профессор через каждые шесть лет получает один «седьмой» год, свободный от лекций. — *Прим. пер.*

<sup>3</sup> Именно Андерсон отметил то обстоятельство, что магнитное поле должно оказывать сильное воздействие на эффект.

«После дискуссий в Кавендише [лаборатория в Кембридже]... я вернулся домой в лабораторию «Бэлл». Там я поделился с Джоном М. Роуэллом своими соображениями о том, что, по моему убеждению, Джозефсон прав. В ответ Роуэлл сообщил, что иногда наблюдал подобные явления при исследовании туннельных переходов. Несколько месяцев спустя он позвал меня и показал свои экспериментальные результаты, полученные с новой серией туннельных переходов, в которых, как он полагал, действительно наблюдается эффект Джозефсона». После ряда контрольных экспериментов, проведенных с тем, чтобы исключить возможность ошибки, Андерсон и Роуэлл опубликовали сообщение о своих исследованиях в журнале *Physical Review Letters* в марте 1963 г.

«Мы наблюдали аномальный постоянный туннельный ток при нулевом (или вблизи него) напряжении через очень тонкие барьеры из окиси олова между сверхпроводниками Sn и Pb. Этот ток нельзя отнести на счет сверхпроводящих токов утечки из-за дефектов барьера; он ведет себя в некоторых отношениях так, как должен вести себя ток Джозефсона.

На рис. [14.5] показана записанная на двухкоординатном самописце зависимость туннельного тока от напряжения для одной из исследованных структур при  $T \sim 1,5$  К. Пленки толщиной (как для свинца, так и для олова) приблизительно  $2000 \text{ \AA}$  образуют переход размером  $0,25 \times 0,65 \text{ мм}^2$  и сопротивлением (для случая, когда оба металла в нормальном состоянии)  $0,4 \text{ Ом}$ . Напряжение, снимаемое со средней точки потенциометра сопротивлением  $1 \text{ кОм}$ , приложено между двумя контактами перехода, а результирующий ток измеряется по падению напряжения на последовательно включенном сопротивлении в  $10 \text{ Ом}$ . Напряжение, возникающее на барьере, снимается с двух других контактов перехода. На рис. [14.6] представлена та же зависимость, но в увеличенном масштабе по току, что позволяет продемонстрировать аномальную область, существующую вблизи начала координат. Сначала ток возрастает до  $0,3 \text{ мА}$  при нулевом напряжении на барьере. В этом месте зависимость туннельного тока через переход становится неустойчивой и может флуктуировать между вертикальной характеристикой и характеристикой, теоретически ожидаемой для перехода из двух сверхпроводников<sup>1</sup>. При дальнейшем небольшом увеличении тока переход вновь обретает устойчивость...

В качестве одного из возможных объяснений наблюдаемого эффекта следовало бы, очевидно, принять то,

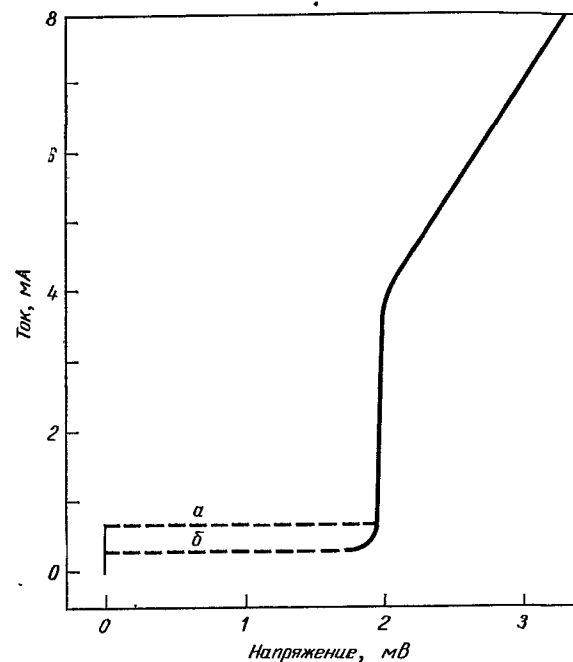


Рис. 14.5. Вольт-амперная характеристика туннельного перехода олово — окись олова — свинец при  $T \sim 1,5$  К в [магнитном] поле  $6 \times 10^{-3}$  Гс (а) и  $0,4$  Гс (б) [*Phys. Rev. Lett.*, 10 (1963), стр. 230, рис. 1].

что в таких тонких переходах мы не гарантированы от маленьких сверхпроводящих закорачивающих нитей, которые пронизывают барьер. Однако имеется четыре экспериментальных факта, заставляющих предполагать, что наблюдается именно эффект Джозефсона.

<sup>1</sup> Штриховая линия при более высоком напряжении показывает скачок через участок с отрицательным сопротивлением на вольт-амперной характеристике.

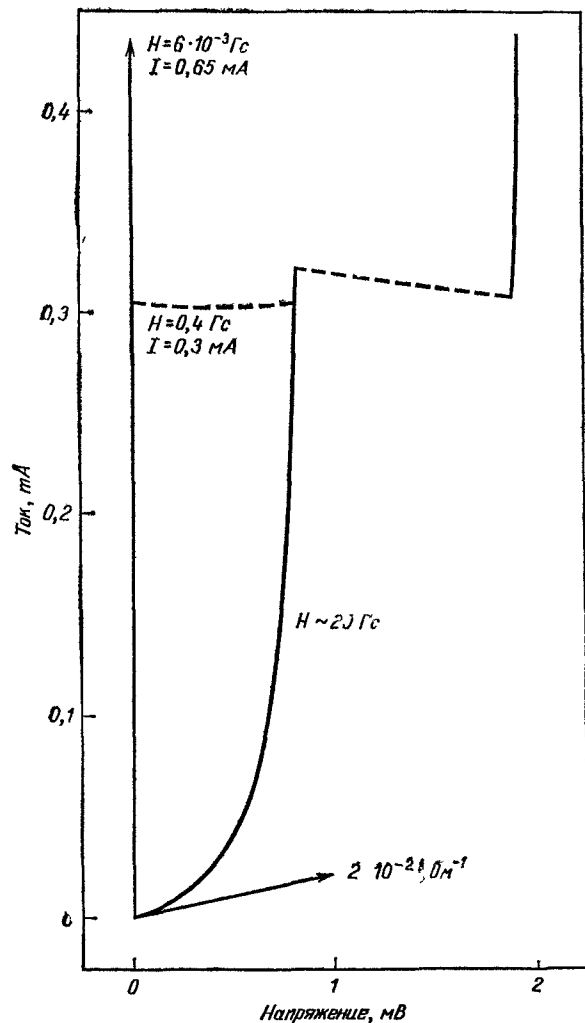


Рис. 14.6. Начальный участок зависимости, приведенной на рис. 14.5, в увеличенном масштабе вместе с вольт-амперной характеристикой перехода в поле  $\sim 20$  Гс [*Phys. Rev. Lett.*, 10 (1963), стр. 230, рис. 2].

1. Как отмечалось в статье Джозефсона, эффект должен быть очень чувствителен к магнитному полю... Кроме того, мы ожидаем также существование зависимости от... векторного потенциала, которая должна привести к компенсации токов в различных частях барьера, когда величина магнитного потока между сверхпроводниками достигает одного или двух квантов<sup>1</sup>. Для поверхности площадью  $\sim 10^{-7}$  см<sup>2</sup> это происходит в полях напряженностью около 1 Гс. Мы обнаружили [см. рис. 14.6], что а) в случае, когда переход был тщательно экранирован кожухом из  $\mu$ -металла (измеренное поле внутри составляло  $6 \cdot 10^{-3}$  Гс), на вертикальном участке характеристики ток достигает 0,65 мА; б) без экрана (поле 0,4 Гс) ток составлял 0,30 мА; в) аномальный участок на характеристике вообще не наблюдается, когда поле, увеличиваясь, приближалось к 20 Гс. В то же время для тонких сверхпроводящих нитей критическое значение поля должно было бы быть чрезвычайно высоким».

Другие факты, подтверждающие, что наблюдается именно эффект Джозефсона, мы не будем описывать детально; они таковы: а) существование эффекта только в случае, когда оба металла находятся в сверхпроводящем состоянии; б) величина реальной проводимости барьера; в) поведение перехода при попытке «выжечь» предполагаемую тонкую закорачивающую нить. Андерсон и Роуэлл резюмировали: «Эти... аргументы, как нам кажется, почти полностью исключают гипотезу о существовании закорачивающих нитей».

В действительности Джозефсон сам изготовил туннельный переход и пытался наблюдать эффект, но

<sup>1</sup> Этот термин связан с правилом (предсказанным в 1950 г. Фрицем Лондоном), согласно которому магнитный поток через отверстие в многосвязанном сверхпроводнике не может иметь произвольные значения — он квантуется. Вычисления Лондона, основанные на его феноменологической теории с учетом самых общих свойств волновых функций электронов, привели к величине кванта, равной  $hc/e$ . Успех теории БКШ, показавшей, что сверхпроводимость обусловлена коррелированными электронными парами, привел к тому, что число  $e$  в знаменателе было заменено на  $2e$ . Теория, содержащая исправленное значение кванта потока, была подтверждена в двух независимых и нескольких различных экспериментах) в 1961 г.: один — Б. С. Дивера и В. М. Фербанка из Стэнфордского университета, другой — Р. Долла и М. Нэбауэра из Баварской академии наук. Величина кванта потока  $hc/2e$  равна  $2,1 \cdot 10^{-7}$  Гс·см<sup>2</sup>.

безуспешно. Трудность наблюдения состояла в том, что если энергия связи  $E_{св}$  не превосходит уровень шума в цепи, то корреляция между парами нарушается тепловыми флуктуациями, и эффект Джозефсона не проявляется. Поэтому качество переходов, изготовленных Роуэллом, в частности их низкое сопротивление<sup>1</sup>, определило успех эксперимента. Андерсон, однако, отмечал, что и другие исследователи, по-видимому, наблюдали эффект, но не сумели его распознать<sup>2</sup>.

Контроль при помощи магнитного поля, который описывают Андерсон и Роуэлл, был простейшим и минимальным<sup>3</sup>. Усовершенствование этого метода могло

<sup>1</sup> Мощность тепловых шумов, выделяемая на участке цепи, пропорциональна его сопротивлению.

<sup>2</sup> Никол, Шапиро и Смит описали подобное явление в своем кратком сообщении об измерении энергетической щели, то же отмечали Живер в своем сообщении и Живер и Мегерле — в совместной большой статье. Все эти авторы объясняли наличие тока через оксидную пленку самым простым способом — коротким замыканием сверхпроводников, хотя были основания утверждать обратное. Ссылаясь на свою большую статью, Живер вспомнил, что «удивительно слабое магнитное поле приводило к исчезновению «закорачивания», что соответствует эффекту Джозефсона». Более того, он знал о работах Хольма, Вальтера Мейснера и Дитрих, которые обнаружили, что через пленки изолятора между сверхпроводниками протекают токи при нулевом напряжении, и убедились, что сверхпроводящее «закорачивание» тут ни при чем. Возможно также, что он знал и об аналогичных результатах Ганса Мейснера. Однако, как говорил Живер, все они были «слишком заняты, чтобы поразмыслить над этим [эффектом в магнитном поле] в то время». Он и сам не задумывался о том, как отличить короткое замыкание от постоянного тока (статья Джозефсона в то время была уже опубликована, но, по-видимому, экспериментаторы нашли ее трудной для понимания), к тому же он в то время готовил диссертацию. Живер заметил, что, возможно, эта история послужит уроком тем, кто «мыслит слишком ограниченно». Для полной справедливости, однако, нужно сослаться на замечание, сделанное Андерсоном в цитированном ранее сообщении: «В результате непосредственного контакта с Джозефсоном» они (Андерсон и Роуэлл) «знали, что нужно искать... [и] понимали, что видели». Недавность проявления проявили не только экспериментаторы. Джозефсон сам считал свои расчеты невероятно трудными до тех пор, пока Андерсон не показал ему препринт с расчетами М. Х. Коэна, Л. М. Фаликова и Д. С. Филлиса, в котором «примитивные» формулы Живера подтверждались очень простым методом, но там был опущен член, описывающий ток спаренных электронов!

<sup>3</sup> Первоначально они убеждались в «джозефсоновской» природе эффекта с помощью грубой качественной процедуры, описанной Роуэллом следующим образом: «Мы проверяли чувствительность явления к магнитному полю, поднося к дьюару сильный магнит, имею-

превратить его в значительно более серьезный способ проверки подлинной природы эффекта, основанный на сильной зависимости величины  $\delta$  от магнитного поля (см. приложение). Если в плоскости барьера приложено постоянное магнитное поле, то  $\delta$  линейно возрастает вдоль поля. В этом случае может иметь место интерференция между токами от различных участков перехода, аналогичная оптической дифракции, наблюдаемой на экране, когда свет проходит через щель. Поэтому Роуэлл изучил этот эффект более тщательно и сообщил об этих результатах вместе с результатами других опытов в журнале *Physical Review Letters* в сентябре 1963 г.

«Джозефсон отмечал, что внешнее магнитное поле должно уменьшать постоянный ток до минимальной величины всякий раз, когда магнитный поток в переходе становится равным целому числу квантов. Мы наблюдали этот эффект в переходах различных размеров, но ярче всего он проявлялся, когда ширина пленки, ориентированной вдоль поля, была минимально возможной. На рис. [14.7] показана наблюдаемая зависимость максимального сверхпроводящего тока от магнитного поля для перехода свинец — диэлектрик — свинец с пленками шириной 0,040 и 0,24 мм, причем пленка шириной 0,040 мм направлена приблизительно вдоль поля. В поле напряженностью 6,5 Гс максимальный сверхпроводящий ток через переход уменьшается более чем в 600 раз и не может быть измерен при существующей чувствительности измерительной аппаратуры. При полях 13,0 и 19,5 Гс значение тока снова проходит через минимумы; между ними лежат максимумы, величина которых постепенно уменьшается. Площадь перехода, через которую проходит магнитный поток, равна  $W \times 2\lambda = 3,1 \cdot 10^{-8}$  см<sup>2</sup>, где  $W$  — ширина пленки, а  $\lambda$  — глубина проникновения [см. приложение]... Таким образом, поле 6,5 Гс соответствует потоку в переходе  $2,0 \cdot 10^{-7}$  Гс·см<sup>2</sup>,

ший форму бруска. При этом перо самописца резко перепрыгивало от нулевого значения напряжения к конечному. Чтобы проверить, насколько чувствителен эффект, Фил отходил к дверям лаборатории, поворачивая магнит в руке, и перо самописца продолжало беспорочно прыгать между нулевым и конечным напряжением соответственно изменениям магнитного поля с расстоянием и углом поворота магнита».

который и представляет собой квант потока. Учитывая эффекты экранирования и фактор размагничивания пленок, можно удивляться такому хорошему совпадению».

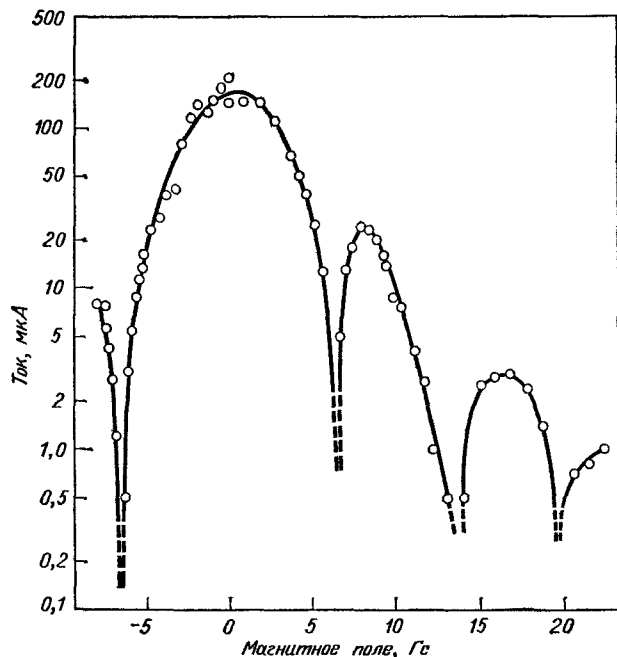


Рис. 147 „Зависимость максимального сверхпроводящего тока от магнитного поля для перехода свинец — диэлектрик — свинец при  $T = 1,3 \text{ К}$ “.

Ясно видно сходство с картиной, получаемой при дифракции света на щели [Phys. Rev. Lett., 11 (1963), стр. 202, рис. 3].

Тем временем появилось первое сообщение о наблюдении нестационарного эффекта Джозефсона. На самом деле существует множество подобного рода эффектов, зависящих от природы приложенного электрического (иногда также и магнитного) поля; здесь мы рассмотрим лишь некоторые из них, в первую очередь те, которые легче интерпретировать. Прежде всего необходимо исследовать, каким образом приложенное напряжение влияет на ток через переход.

Ключ к пониманию явления лежит в том, что скорость изменения фазы волновой функции  $d\theta/dt$  содержит член, зависящий от электростатического потенциала (см. приложение). Точнее говоря, постоянная разность потенциалов на барьере в туннельном переходе вызывает изменение разности фаз  $\delta$  [см. уравнение (14.1)] по закону

$$\delta = \delta_0 + \frac{2eV}{\hbar} t,$$

и ток Джозефсона становится переменным с частотой  $2eV/\hbar$ . Величина  $2e/\hbar$  равна  $0,484 \text{ ГГц/мкВ}$ . Тогда для разумных значений  $V$  (порядка нескольких микровольт) частота лежит в диапазоне ГГц, и такой переменный ток не мог быть замечен в экспериментах Роуэлла. Однако при надлежащем согласовании перехода с окружающим пространством переменный ток можно непосредственно обнаружить при помощи измерений на СВЧ. Как будет описано далее, такие измерения действительно были выполнены, но прежде были проведены эксперименты другого рода.

Если напряжение, приложенное к переходу, имеет и постоянную и переменную составляющие  $V = V_0 + V_1 \cos \omega t$ , то ситуация оказывается несколько сложнее. В этом случае ток можно записать так:

$$j = j_1 \sin \left( \delta_0 + \frac{2eV_0}{\hbar} t + \frac{2eV_1}{\hbar \omega} \sin \omega t \right). \quad (14.2)$$

Приложенное переменное напряжение модулирует по частоте переменный ток, создаваемый постоянным напряжением. Следовательно, ток можно представить в виде суммы членов<sup>1</sup>, каждый из которых осциллирует с частотой, равной сумме или разности частоты  $2eV_0/\hbar$  и частот, кратных частоте приложенного напряжения, а именно

$$\omega' = \frac{2eV_0}{\hbar} \pm n\omega.$$

Если частота  $\omega$  кратна  $2eV_0/\hbar$ , то осциллирующая часть одного из членов исчезает и остается член, пропорциональный  $\sin \delta_0$ , который представляет собой постоянную

<sup>1</sup> Члены с  $n = 0$  и  $n = \pm 1$  можно вычислить простым способом. Используя обозначение  $\omega_0 = 2eV_0/\hbar$ , получим уравнение (14.2) в виде  $j = j_1 \sin [\omega_0 t + (2eV_1/\hbar \omega) \sin \omega t + \delta_0]$ . По формуле для синуса



компоненту тока. Следует отметить два обстоятельства. 1. Величина  $\delta_0$  не зависит ни от каких внешних факторов, кроме тока, и, таким образом, ток может изменяться при постоянном напряжении (причем пределы этого изменения ограничены тем, что  $\delta_0$  всегда лежит в интервале от  $\frac{1}{2}\pi$  до  $-\frac{1}{2}\pi$ ). 2. Этот эффект может накладываться на ток, возникающий при одночастичном туннелировании, который первоначально изучал Живер, и, таким образом, полученные «ступеньки» не должны быть расположены симметрично относительно нуля тока.

Именно этот эффект наблюдал Сидней Шапиро и сообщил о нем в журнале *Physical Review Letters* в июле 1963 г.

«При выполнении серии экспериментов по исследованию воздействия СВЧ-излучения на эффект туннелирования в сверхпроводниках нам удалось в течение последних месяцев изготовить большое количество туннельных контактов с низким сопротивлением (5—20 Ом, площадью  $1,5 \cdot 10^{-4}$  см<sup>2</sup>).. В наших экспериментах мы обнаружили несколько новых эффектов, суть которых кратко изложена ниже.

Образцы представляли собой туннельные переходы типа Al — Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> — Sn. На каждую из очищенных стеклянных подложек напылялись по две полоски из Al шири-

суммы двух аргументов находим

$$j = j_1 \left[ \sin(\omega_j t + \delta_0) \cos\left(\frac{2eV_1}{\hbar\omega} \sin \omega t\right) + \cos(\omega_j t + \delta_0) \sin\left(\frac{2eV_1}{\hbar\omega} \sin \omega t\right) \right].$$

Теперь предположим, что  $2eV_1/\hbar\omega$  мало ( $\epsilon$  много меньше 1), тогда  $\sin[(2eV_1/\hbar\omega)\sin \omega t] \cong (2eV_1/\hbar\omega)\sin \omega t$  и  $\cos[(2eV_1/\hbar\omega)\sin \omega t] \cong 1$ , откуда

$$j \cong j_1 \left[ \sin(\omega_j t + \delta_0) + \frac{2eV_1}{\hbar\omega} \sin \omega t \cos(\omega_j t + \delta_0) \right].$$

Второй член в скобках можно преобразовать, используя другое тригонометрическое тождество, в результате получим

$$j \cong j_1 \left\{ \sin(\omega_j t + \delta_0) + \frac{eV_1}{\hbar\omega} \sin[(\omega_j + \omega)t + \delta_0] - \frac{eV_1}{\hbar\omega} \sin[(\omega_j - \omega)t - \delta_0] \right\}.$$

риной  $1,27 \cdot 10^{-2}$  см, окисленные затем в тлеющем разряде... Сверху напылялась поперечная полоска той же ширины, и таким образом на каждой подложке получалось по два образца.

Вольт-амперные характеристики туннельного перехода наблюдались на экране осциллографа. Для питания цепи, состоящей из образца и измерительного сопротивления, использовался низкоомный источник, который мог создавать в цепи как постоянный, так и переменный ток или некоторую их комбинацию...

Изучалось... воздействие СВЧ-излучения на вольт-амперную характеристику, особенно на ток при нулевом напряжении. Образцы помещались в СВЧ-резонатор, имеющий при низкой температуре собственные частоты около 9300 МГц и 24 850 МГц. Все последующие эффекты не зависели от частоты развертки напряжения и наблюдались также и в том случае, когда через образец протекал постоянный ток.

1. На рис. [14.8] показан пример воздействия СВЧ-излучения с частотой 9300 МГц на вольт-амперную характеристику для типичного образца<sup>1</sup>. В отсутствие СВЧ-излучения полученная зависимость (верхняя осциллограмма) подобна... зависимости [для случая постоянного тока]. Однако излучение мощностью в несколько десятых долей микроватта вызывает неустойчивость картины при нулевом напряжении [средняя осциллограмма] и возникновение горизонтальных (или почти горизонтальных) участков — ступенек, вдоль которых ток возрастает при постоянных (или почти постоянных) значениях напряжения на образце [нижняя осциллограмма]. Напряжения, при которых имеют место эти горизонтальные ступеньки, равны  $\pm \hbar\nu/2e$ , где  $\nu$  — частота СВЧ-излучения... С увеличением СВЧ-мощности при больших напряжениях появляются новые ступеньки (на рисунке не показаны)... Расстояние от одной ступеньки до другой не всегда составляет  $\hbar\nu/2e$ ; иногда какая-то из них не проявляется, и тогда расстояние оказывается равным  $\hbar\nu/e$ .

2. На рис. [14.8] видна другая поразительная особенность воздействия СВЧ-излучения на сверхпроводящий

<sup>1</sup> На рис. 14.8 и 14.9 ток отложен по оси абсцисс, а напряжение — по оси ординат в отличие от рис. 14.1, 14.5, 14.6, 14.11, где расположение осей обратное.

туннельный ток. На нижней осциллограмме начало координат уже не является стабильным состоянием, и система может быть смещена по напряжению (например, на  $+h\nu/2e$ ) не только тогда, когда через переход протекает положительный ток, но и когда ток равен

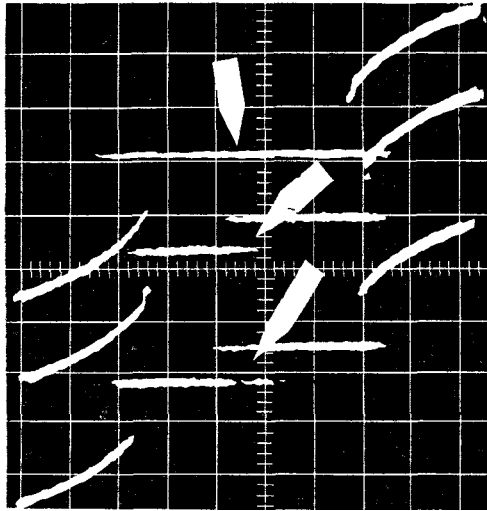


Рис 14.8 Влияние СВЧ-излучения на вольт-амперную характеристику туннельного перехода.

Ток отложен по оси абсцисс, напряжение — по оси ординат. Стрелки указывают начала координат для каждой кривой [Phys. Rev. Lett., 11 (1963), стр. 81, рис. 2].

нулю и — что еще более удивительно — даже когда ток протекает в обратном направлении, т. е. когда он отрицателен.

3. Подобные эффекты имеют место при частоте излучения 24 000 МГц. На рис. [14.9] видны многочисленные ступеньки при частотах 9300 МГц (А) и 24 850 МГц (В), которые наблюдаются при средних уровнях мощности излучения.

Джозефсон... предсказал существование горизонтальных ступенек на вольт-амперной характеристике, разделенных на  $h\nu/2e$  одна от другой, в присутствии высокочастотного поля... Наши эксперименты подтвердили это предсказание и явились косвенным доказа-

тельством реального существования переменного сверхпроводящего джозефсоновского тока».

Были предложены и другие косвенные методы наблюдения нестационарного эффекта Джозефсона. Например, слой диэлектрика в туннельном переходе сам может служить СВЧ-резонатором: если его собственная

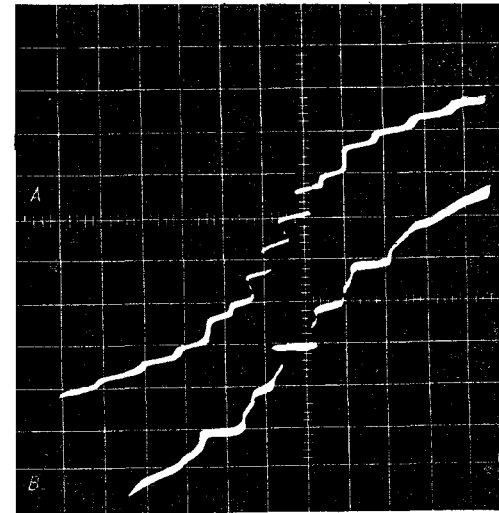


Рис. 14.9 Ступеньки, возникающие на вольт-амперных характеристиках туннельных переходов под действием СВЧ-излучения.

Частоты 9300 МГц (А) и 24 850 МГц (В). Для случая А  $h\nu/e=38,5$  мкВ и масштаб по оси ординат 58,8 мкВ/см. Для случая В  $h\nu/e=103$  мкВ и масштаб по оси ординат 50 мкВ/см [Phys. Rev. Lett., 11 (1963), стр. 82, рис. 3].

частота при изменении приложенного постоянного напряжения и магнитного поля совпадает с частотой Джозефсона, то результирующая стоячая волна будет заметным образом влиять на постоянный ток. Такой эффект наблюдался в 1963 г. Миланом Д. Фиске из исследовательской лаборатории фирмы «Дженерал электрик». Фиске предположил, что «возможно, ступеньки связаны с модами возникающих переменных токов, которые, согласно теории Джозефсона, появляются в переходе при ненулевых постоянных напряжениях», но, как он признался, вопрос «пока еще до конца не ясен». Этот эффект был точно установлен в 1965 г.

Р. Е. Экком, Д. Дж. Скалапино, Б. Н. Тэйлором из Пенсильванского университета и Д. Д. Куком и Фиске из «Дженерал электрик». Однако непосредственное наблюдение нестационарного эффекта все еще осложнялось трудностью согласования на СВЧ туннельного перехода с измерительной цепью. В мае 1965 г. Живер сообщил в журнале *Physical Review Letters* о частичных успехах в этом направлении.

«...Мне удалось детектировать электромагнитное излучение [перехода], используя в высшей степени необычный анализатор спектра. [Али] Даем и [Р. Дж.] Мартин [из лаборатории фирмы «Белл телефон»] показали, что когда на обычный туннельный переход, состоящий из двух одинаковых сверхпроводников, действует СВЧ-поле, то при напряжениях, равных  $(1/e) \cdot (2\Delta \pm nh\nu)$ , где  $\nu$  — частота СВЧ-излучения,  $2\Delta$  — энергетическая щель сверхпроводников<sup>1</sup>, возникают ступеньки тока. Таким образом, сверхпроводящий туннельный переход в действительности является анализатором спектра с малым разрешением.

Рассмотрим теперь экспериментальное устройство, показанное схематически на рис. [14.10]. Вначале на стеклянную подложку напылялась пленка Sn (на рис. обозначена цифрой 1). Эту пленку на ночь оставляли на воздухе в лаборатории, с тем чтобы на ней образовался толстый слой окиси. Затем поверх первой пленки напылялась такая же вторая (2), так что в плане они образовали букву *T*. Вторая пленка также окислялась на воздухе в течение 5—30 мин, чтобы образовался тонкий слой окиси. И наконец, поверх первых двух пленок напылялась третья (3). Пленки 1 и 2 разделены достаточно толстым слоем окиси, чтобы значительно, если не полностью, подавить эффекты Джозефсона. Эти две пленки составляют детектор. Пленки 2 и 3 разделены тонким слоем окиси, и здесь проявляются эффекты Джозефсона. Эти две пленки действуют как СВЧ-гене-

ратор. Между пленками 3 и 1 имеется также «ложный» переход, но его поверхность может быть сделана достаточно малой, чтобы он не сказывался заметным образом при измерениях на постоянном токе. Это перекрытие пленок 3 и 1 необходимо, чтобы получить сильную связь

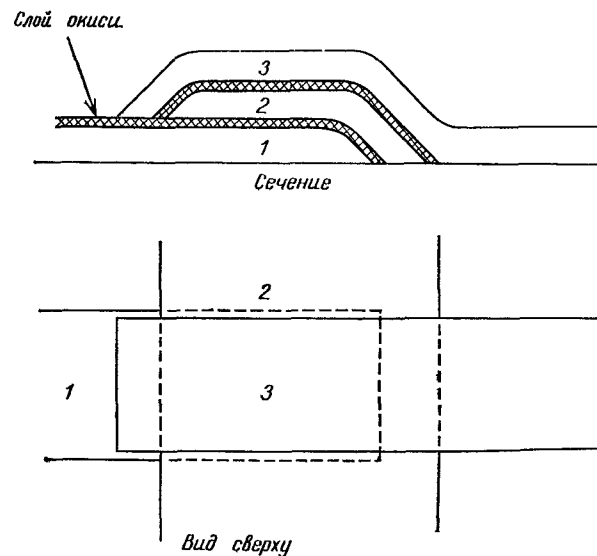


Рис. 14.10. Схематическое изображение туннельной структуры, использованной Живером при наблюдении нестационарного эффекта Джозефсона.

Все пленки из олова [*Phys. Rev. Lett.*, 14 (1965), стр. 905, рис. 1].

между двумя резонаторами, образованными слоями окиси между пленками 1—2 и 2—3.

При напряжении  $V_{23}$ , приложенном между пленками 2 и 3, возникает СВЧ-излучение с частотой  $h\nu = 2eV_{23}$ . Тогда при измерении вольт-амперной характеристики перехода между пленками 2 и 1 получают ступеньки тока при напряжениях  $V_{12} = (1/e) \cdot (2\Delta \pm nh\nu) = (1/e) (2\Delta \pm n2eV_{23})$ ... На рис. [14.11] представлена вольт-амперная характеристика для одного из лучших образцов. Здесь можно различить ступеньки вплоть до  $n = 3$ ...

<sup>1</sup> Для барьера между двумя различными сверхпроводниками напряжения, согласно Даему и Мартину, равны  $(1/e)(e_1 + e_2 \pm nh\nu)$ , где  $e$  — половина ширины щели. Механизм явления состоит в том, что электроны, находящийся в нормальном состоянии ниже щели и не имеющий возможности туннелировать, может изменить свою энергию на величину, достаточную для туннелирования, поглотив или испустив  $n$  фотонов.

Этот эксперимент подтверждает существование нестационарного эффекта Джозефсона. Мощность СВЧ-излучения перехода оказывается довольно заметной. В настоящее время переход может давать мощность порядка  $10^{-7}$  Вт, и это не сказывается сколько-нибудь заметно на его работе».

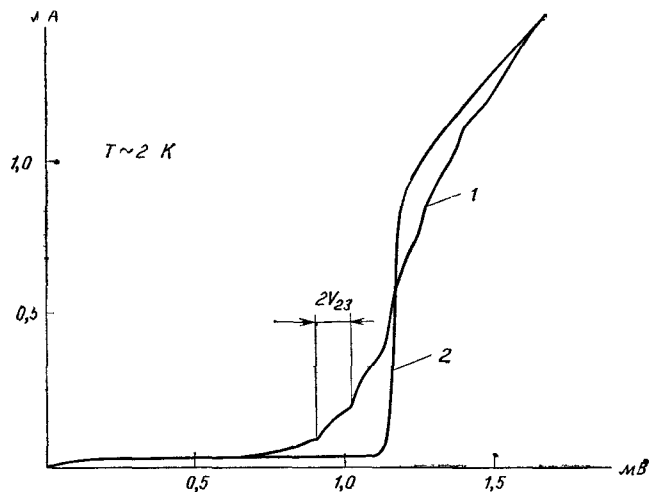


Рис. 14 11. Вольт-амперные характеристики детектирующего туннельного перехода в эксперименте Живера для случаев, когда напряжение на генерирующем переходе приложено (1) и когда оно отсутствует (2) [*Phys. Rev Lett.*, 14 (1965), стр. 905, рис. 2].

Еще раньше, в марте 1965 г., прямое доказательство существования нестационарного эффекта Джозефсона было получено советскими учеными И. К. Янсоном, В. М. Свистуновым и И. М. Дмитренко из Физико-технического института низких температур АН УССР, о чем они сообщили в «Письмах в ЖЭТФ». Они детектировали СВЧ-излучение перехода Джозефсона на частоте  $2eV_0/\hbar$  с помощью обычных приемников СВЧ-излучения. Экк, Скалапино и Тэйлор вместе с Д. Н. Лангенбергом пытались применить такой же метод фактически со времени их удачного косвенного эксперимента. После работы Янсона, Свистунова и Дмитренко стало ясно, что неудачи Экка и др. объяснялись недостаточной чувствительностью приемного устройства. Тогда последние

сконструировали новую схему и сообщили о своем успехе в журнале *Physical Review Letters* в августе 1965 г. Эта статья содержит некоторые интересные экспериментальные подробности.

«На рис. [14.12] показано в разрезе относительное расположение волновода, туннельного перехода и магнитного поля. Ось волновода направлена по оси z.

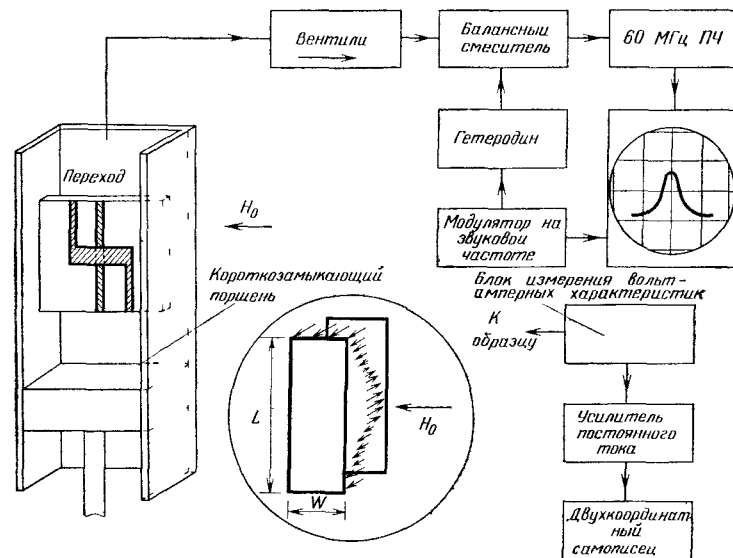


Рис. 14 12. Схема установки, использованной Лангенбергом, Скалапино, Тэйлором и Экком для непосредственного наблюдения нестационарного эффекта Джозефсона [*Phys. Rev. Lett.*, 15 (1965), стр. 294, рис. 1]

Внешнее постоянное магнитное поле  $H_0$  ориентировано в плоскости перехода перпендикулярно оси z и создает пространственную модуляцию переменного сверхпроводящего тока Джозефсона по длине L перехода [рис. 14.12, вставка]. Этот сверхпроводящий ток возбуждает... волну, которая распространяется в слое изолятора вдоль оси z с фазовой скоростью  $\bar{c}$ . Таким образом, переход длиной L имеет характерные частоты  $\omega_n = n\bar{c}/L$  ( $n = 1, 2, 3 \dots$ ). Возбуждение этих мод создает

ступеньки на вольт-амперных характеристиках<sup>1</sup> при напряжениях смещения  $V_n = h\omega_n/2e \dots$  Для переходов, использованных в этих экспериментах,  $L = 0,16$  см,  $\bar{c} = 0,05$  с ( $c$  — скорость света), так что мода с  $n = 2$  имеет место на частоте 9,2 ГГц. Вставка на рис. [14.12] изображает пространственное изменение электрического поля для этой моды, выбранной из тех соображений, что электрические поля на концах перехода находятся в фазе и дают когерентный вклад.

Согласно грубым оценкам, мощность, излучаемая переходом...  $P_{\text{изл}} \approx 5 \cdot 10^{-12}$  Вт.

Для исследования этого излучения образцы помещали в волновод с короткозамыкающим поршнем [рис. 14.12], который подстраивался извне криостата. Излучение перехода попадало в супергетеродинный приемник 3-см диапазона ... в котором использовался усилитель промежуточной частоты (ПЧ) 60 МГц с шириной полосы 4 МГц. Сигналы с большой амплитудой наблюдались прямо на осциллографе. Для этого частота гетеродина модулировалась синусоидальным напряжением частоты 100 Гц, которое одновременно управляло разверткой по оси  $x$  осциллографа. Выходной сигнал с усилителя ПЧ подавался на ось  $y$  осциллографа.

Первоначально излучение мощности наблюдалось при подаче на переход... смещения, соответствующего моде  $n = 2$ . На рис. [14.13] показан полученный в этом случае сигнал, мощность которого составляла  $10^{-12}$  Вт...

Было установлено, что напряжения на переходе, при которых появляется сигнал, определяются соотношением

$$V = \frac{h}{2e} (v_r + v_{\text{пч}}), \quad (14.3)$$

где  $v_r$  — частота гетеродина,  $v_{\text{пч}}$  — промежуточная частота, равная 60 МГц... При изменении частоты гетеродина напряжение смещения необходимо было устанавливать согласно соотношению [(14.3)]; при этом обнаруживалось два сигнала, отличающихся по напряжению на величину, соответствующую разности частот около

<sup>1</sup> Именно эти ступеньки были использованы ранее Куном и Фиске в качестве косвенного доказательства существования нестационарного эффекта.

120 МГц. Это обстоятельство убедительно свидетельствовало о том, что наблюдаемое излучение обусловлено переходом».

В настоящее время уже нет сомнений в справедливости идей Джозефсона. Этот эффект был использован

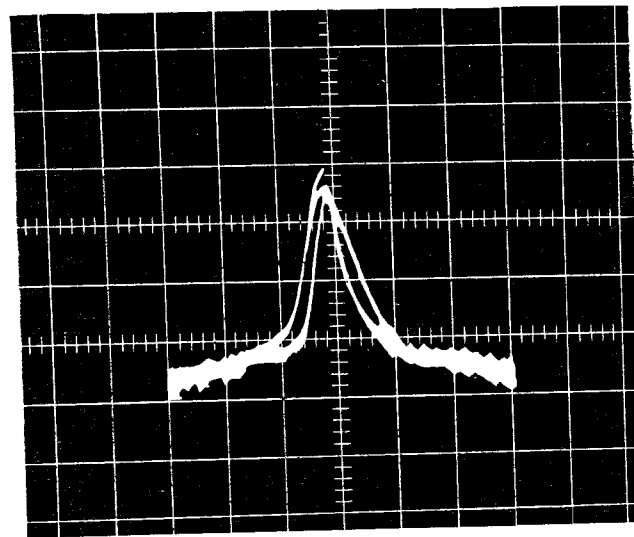


Рис. 14.13. Сигнал, наблюдавшийся Лангенбергом, Скалапино, Тэйлором и Экком при изучении перехода Джозефсона, излучающего на частоте 9,2 ГГц.

Полная ширина осциллограммы приблизительно 25 МГц. «Пик имеет место, когда изменяющаяся частота, равная разности частот гетеродина и излучения перехода, попадает в полосу пропускания усилителя промежуточной частоты (ширина полосы пропускания 4 МГц)» [Phys. Rev. Lett., 15 (1963), стр. 295, рис. 3].

для решения ряда проблем, когда конструкцию переходов удалось достаточно усовершенствовать. Два приложения таких переходов особенно важны и интересны и поэтому вполне заслуживают того, чтобы их хотя бы кратко рассмотреть.

В Калифорнийском технологическом институте Джеймс Мерсеро в течение некоторого времени изучал фазовую когерентность на больших расстояниях и связанные с ней эффекты. Вместе со студентом-дипломником Лорином Ван Халлом он сделал неудачную попытку

измерить квантование магнитного потока<sup>1</sup>. В 1962 г. Мерсеро познакомился с работой Джозефсона и понял, что этот эффект можно использовать для измерения фазы волновой функции. К этому времени Мерсеро перешел в лабораторию Форда, где в скором времени под его руководством стали работать три сотрудника: Роберт Жаклевик, Джон Лэмб и А. Х. Сильвер. Они сосредоточили свое внимание на эффектах, возникающих при параллельном соединении двух переходов. Первый полученный ими результат, о котором сообщалось в журнале *Physical Review Letters* в феврале 1964 г., находился в прямой аналогии с эффектом оптической дифракции, наблюдаемой на двух щелях: обнаруживалась дополнительная периодичность, связанная в оптике с наличием двух щелей, а в рассматриваемом случае — определяемая магнитным потоком между переходами. Следующий результат, опубликованный месяцем позже в том же журнале, более интересен: было установлено влияние воздействия векторного потенциала в таких случаях, когда магнитное поле в самих переходах отсутствовало. Оба эксперимента были описаны более подробно в статье в журнале *The Physical Review* в ноябре 1965 г., которую мы и цитируем ниже.

Статья начинается с вывода выражения для полного тока [а не плотности тока, как в уравнении (14.1)] через один переход:

$$\langle I = I_0 \frac{\sin \frac{\pi \Phi_j}{\Phi_0}}{\frac{\pi \Phi_j}{\Phi_0}} \cdot \sin \delta(0),$$

где  $\Phi_j$  ... магнитный поток через эффективную площадь сечения перехода,  $\Phi_0 = h/2e \approx 2,1 \cdot 10^{-7}$  Гс·см<sup>2</sup>,  $I_0 = j_0 \sigma$  [ $j_0$  эквивалентно  $j_1$  в уравнении (14.1),  $\sigma$  — площадь перехода]. Разность фаз  $\delta(0)$  определяется условиями эксперимента». Далее в статье рассматривался случай двух переходов, включенных параллельно. «Полный ток в этом случае равен

$$I = I'_{10} \sin \delta_1 + I'_{20} \sin \delta_2,$$

<sup>1</sup> Одной из существенных причин их неудачи были создающие помехи телевизионные передающие устройства, расположенные недалеко от института, на горе Вилсон.

где  $\delta_1$  и  $\delta_2$  — разности фаз на переходах... а дифракционные эффекты скрыты в  $I'_{10}$  и  $I'_{20}$  ...

Если переходы 1 и 2 соединены сверхпроводником, то  $\delta_1$  и  $\delta_2$  не произвольны, а связаны между собой... если фазовая когерентность существует... Максимальный сверхпроводящий ток через пару переходов («интерферометр») равен

$$I_{\max} = 2I_0 \frac{\sin \frac{\pi \Phi_j}{\Phi_0}}{\frac{\pi \Phi_j}{\Phi_0}} \cos \frac{\pi \Phi_{\text{полн}}}{\Phi_0}.$$

Полный поток  $\Phi_{\text{полн}}$  через контур складывается из внешнего магнитного потока  $\Phi_{\text{внеш}}$  и потока индукции, создаваемого самими токами в контуре... [Во многих случаях последний эффект] очень мал, и тогда можно считать полный поток  $\Phi_{\text{полн}}$  равным  $\Phi_{\text{внеш}}$ .

С подобными устройствами было проведено три типа экспериментов. Здесь мы рассмотрим только второй.

«Второй эксперимент состоит в использовании интерферометра для измерения магнитного потока в отсутствие магнитного поля на переходах. В 1949 г. [В. Е.] Эренберг и [Р. Е.] Сидэ показали, что интерференционная картина, наблюдаемая в электронный микроскоп, должна зависеть от магнитного потока, пронизывающего весь контур, образуемый проходящим пучком электронов, даже если на траектории самих электронов нет магнитного поля... Позднее это обстоятельство исследовали [И.] Ааронов и [Д.] Бом, которые... установили, что данный эффект по природе не является классическим и возникает... лишь в том случае, когда волновая функция отвечает [определенным математическим условиям]. Выводы Ааронова и Бома положили начало дискуссии о физическом смысле векторного потенциала  $A$ ...

Было отмечено, что аналогичная ситуация имеет место для взаимосвязанных сверхпроводников и что макроскопическое квантование потока служит другим примером зависимости поведения заряженной частицы от магнитного потока, когда она непосредственно не пересекает поле. В связи с этим, если справедливы соображения относительно когерентности в сверхпроводящем контуре, должно быть возможным осуществить со сверхпроводящим «интерферометром» с двумя переходами

эксперименты, выполненные ранее для электронных пучков. Вместо однородного магнитного поля мы используем длинный тонкий соленоид, с тем чтобы весь магнитный поток был заключен внутри катушки и не пересекал сверхпроводящий контур. В этом случае, так как поле сосредоточено в соленоиде, в самих сверхпроводящих переходах не происходит никакого изменения потока... Ожидаемый эффект представляет собой модулированную интерференционную картину без эффектов дифракции, создаваемую непосредственно статическим векторным потенциалом...

Экспериментальная методика, использованная при создании туннельных переходов олово—окись олова—олово несколько отличалась от предыдущих методов. Нижний слой олова напылялся в вакууме  $10^{-6}$  мм рт. ст. на охлажденные очищенные подложки из плавного кварца, поверхность которого полировалась обычными методами... После напыления нижнего слоя подложки отогревались в вакууме до комнатной температуры, а затем вынимались из вакуумной установки для дальнейшей обработки. Полученная пленка покрывалась слоем пластика формвар<sup>1</sup> таким образом, чтобы ограничить поверхности будущих переходов и создать толстый слой внутри сверхпроводящего контура... После высушивания пленки формвара в течение нескольких часов на открытые поверхности переходов наносился слой окиси: поверхности обдувались сухим кислородом из баллона в течение 1 ч при температуре 110 °С. Затем поверх всего этого в вакууме при комнатной температуре напылялась вторая пленка...

Были изготовлены миниатюрные соленоиды, намотанные тонкой изолированной медной проволокой на сердечник из бериллиевой бронзы, по которому ток отводился обратно. Применялись соленоиды двух размеров: один, диаметром (включая изолирующий слой) 0,15 мм, был намотан проволокой толщиной 25,4 мкм на сердечник диаметром 76 мкм; второй, диаметром 0,056 мм, был намотан проволокой толщиной 12,7 мкм на сердечник диаметром 25,4 мкм... Соленоиды вводились в изолирующий пластик толщиной не менее 5 мкм, заключенный внутри сверхпроводящего контура интер-

ферометра и отделявший их от сверхпроводящих пленок. Верхние пленки олова напылялись поверх пластика обычным способом». На рис. 14.14 описанное устройство представлено в разрезе.

«...Удалось изготовить четыре устройства, для которых наблюдалось периодическое изменение тока при изменении магнитного потока через соленоид. На

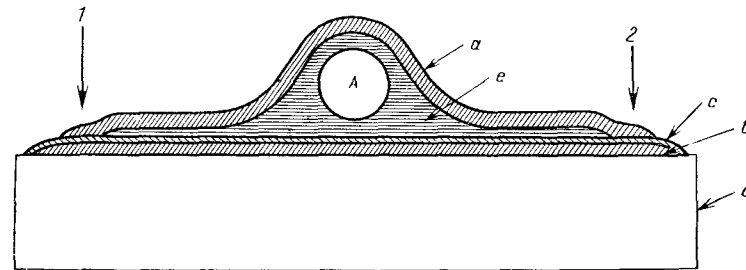


Рис. 14.14. «Поперечное сечение пары переходов Джозефсона, напыленных на кварцевую подложку (d).

Тонкий слой окиси (c) разделяет тонкие ( $\sim 1000 \text{ \AA}$ ) пленки олова (a и b). Переходы 1 и 2 соединены параллельно сверхпроводящими тонкими пленками a и b, охватывающими соленоид (A), залитый формваром (e). Измеряется ток между пленками a и b» [Phys. Rev. Lett., 12 (1964), стр. 274, рис. 1].

рис. [14.15] представлены лучшие образцы кривых, полученных для случая модуляции, обусловленной потоком внутри самой катушки  $\Phi(A)$  и (в том же масштабе по оси ординат) для случая модуляции, обусловленной приложенным внешним магнитным полем, создающим поток  $\Phi(B)$ . Как и ожидалось, в первом случае дифракционные эффекты отсутствуют... Для перехода с катушкой периодичность изменения тока Джозефсона при изменении тока в обмотке катушки составляет 16,9 мкА/период, что соответствует периодичности по полю 1,2 мГс/период. Зная постоянную катушки, получаем величину кванта потока  $(2,1 \pm 0,1) \cdot 10^{-7} \text{ Гс} \cdot \text{см}^2$ . Предпринимались попытки определить, какая часть потока рассеивается (если это происходит) вне катушек... [Оказалось, что] достаточно изменения поля самое большее на 0,01%, чтобы скомпенсировать изменение наблюдаемой картины, которое производит паразитный поток».

Результаты описанного эксперимента, как и результаты двух других экспериментов тех же авторов, явились яркой демонстрацией фазовой когерентности в

<sup>1</sup> Пластик, растворенный в летучем растворителе, намазывался тонкой кисточкой.

макроскопических объемах сверхпроводников. Кроме того, эти результаты подтвердили особое значение векторного потенциала для квантовых явлений.

После успешного опыта по детектированию излучения перехода Джозефсона Тэйлор и Лангенберг из Пенсильванского университета приступили к изучению

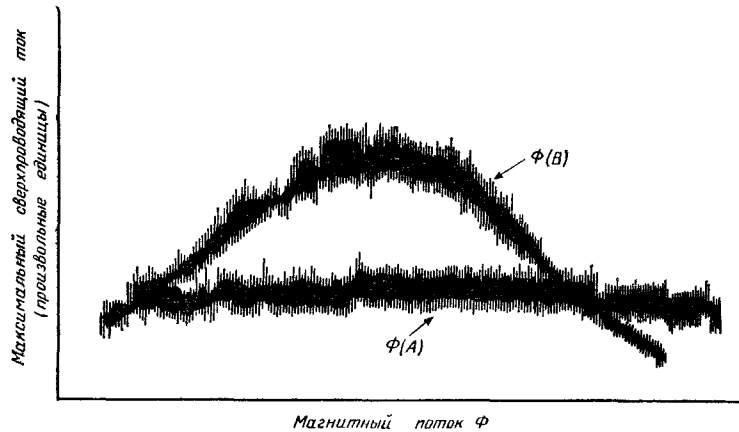


Рис. 14.15. Экспериментальная зависимость тока  $I_{\text{макс}}$  от магнитного потока для пары переходов.

Видна модуляция тока, обусловленная внешним магнитным полем [кривая  $\Phi(B)$ ] и векторным потенциалом в отсутствие внешнего магнитного поля [кривая  $\Phi(A)$ ] [*Phys. Rev.*, 140 (1965), стр. A1636, рис. 9].

вопроса о возможностях применения этого вида излучения. Они убедились, что эффект Джозефсона может служить идеальным методом измерения отношения  $e/h$  двух мировых констант: все, что для этого необходимо, — это измерить напряжение на переходе и частоту СВЧ-излучения. Тэйлор настолько заинтересовался данной работой, что отложил на год свой переход в лабораторию фирмы «Рэдио корпорейшн оф Америка». К их работе с Лангенбергом подключился дипломник Уильям Х. Паркер. Предварительный эксперимент был проведен со следующими приборами: ненасыщенным нормальным элементом, прецизионным потенциометром и гальванометром с фотоусилителем. Использовались три метода измерений: непосредственное детектирование излучения из джозефсоновского перехода, смещенного по напряжению; измерение постоянного напряжения,

индуцированного СВЧ-излучением на несмещенном переходе; измерение напряжений, при которых на вольт-амперной характеристике возникают ступеньки, индуцированные СВЧ-излучением.

Результаты этого эксперимента, опубликованные в журнале *The Physical Review* в октябре 1966 г., были достаточно многообещающими, что стимулировало дальнейшие серьезные усилия, направленные на проведение прецизионных измерений. Из трех методов исследователи выбрали последний как наиболее точный. Был приобретен набор насыщенных нормальных элементов и проведена их калибровка в Национальном бюро стандартов (НБС). Тэйлор позднее вспоминал поездки на автомобиле между изготовителем, находящимся на Род-Айленде, и НБС, расположенным в Вашингтоне, с термостатом (в котором были заключены нормальные элементы). Он рассказывал: «Мы с Биллом [Паркером] нервничали из-за толчков на дороге и прогнозов погоды, так как, если бы температура поднялась до  $33^\circ\text{C}$ , элементы оказались бы в опасности». Другой проблемой было измерение напряжения порядка нескольких милливольт с точностью до нановольт с относительной ошибкой  $10^{-6}$ . Консультация с сотрудниками НБС по этому вопросу оказалась бесполезной, но Тэйлору подалось объявление одной маленькой компании, которая разрабатывала подходящий прибор. Этот прибор и использовали.

Результаты исследований были представлены в журнале *Physical Review Letters* в феврале 1967 г. и полностью подробно изложены в журнале *The Physical Review* в январе 1969 г. Эксперимент ставился с целью найти ответ на два вопроса: «Во-первых, может ли отношение частоты к напряжению быть измерено с такой точностью, чтобы полученное из него значение  $e/h$  могло по точности конкурировать с соответствующими величинами, найденными другими методами? Во-вторых, можно ли отношение частоты к напряжению идентифицировать с величиной  $2e/h$ ?». Ответ на первый вопрос зависел от возможности выяснить экспериментальным путем, не возникают ли при нестационарном эффекте Джозефсона явления, которые могли бы препятствовать его практическому использованию, а также от того, могут ли частота и напряжение быть измеренными с требуемой точностью. Второй вопрос можно обсуждать как



с точки зрения теории, так и эксперимента, но окончательный ответ на него должен основываться на экспериментальных доказательствах. Поскольку не существует теоретических возражений, то отношение частоты к напряжению в эффекте Джозефсона в настоящее время

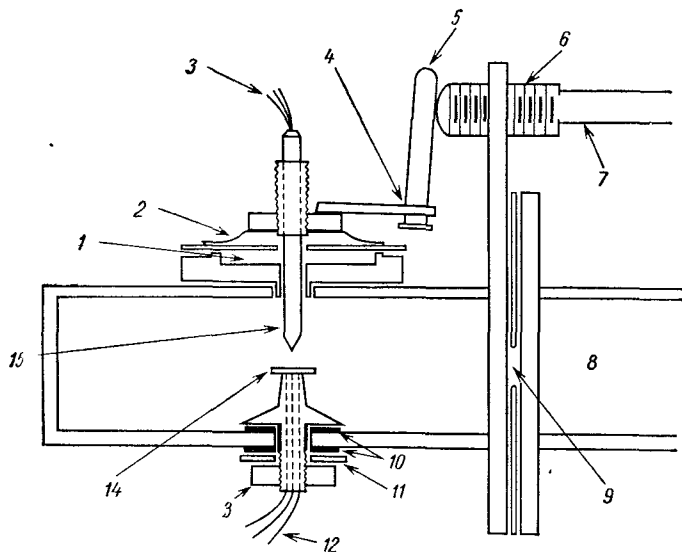


Рис. 14.16. Схема экспериментального устройства с точечным контактом для измерения  $e/h$

Следует обратить внимание на приспособление для регулирования давления в контакте.

1 — СВЧ-дрессель, 2 — возвратная пружина, 3 — медные провода, 4 — крутильный подвес, 5 — приводной рычаг, 6 — винт с мелкой резьбой, 7 — ось, идущая на катушку дьюара, 8 — волновод сечением  $22,5 \times 10$  мм<sup>2</sup>, 9 — отверстие для связи, 10 — слюда, 11 — шайба; 12 — медные провода, 13 — гайка, 14 — сверхпроводящая пластина, 15 — сверхпроводящий стержень [*Phys. Rev.*, 177 (1969), стр. 646, рис. 4].

можно считать с точки зрения теории найденным верно. Мы полагаем, что более прочным обоснованием предлагаемого способа определения  $e/h$  может служить экспериментальная проверка независимости отношения частоты к напряжению в самых разнообразных экспериментальных ситуациях. Такая независимость, будучи продемонстрирована на достаточном уровне точности, является серьезным дополнительным аргументом в пользу того, то измеряемое отношение равно (с данной точностью) какой-либо фундаментальной физической постоянной. После этого, используя теоретические результаты

и принцип Рейзора<sup>1</sup>, следует отождествить эту фундаментальную величину с отношением  $2e/h$ .

Ограниченность объема нашей книги не позволяет нам рассмотреть детали эксперимента. Достаточно сказать, что эксперимент дал ясные исчерпывающие положительные ответы на оба вопроса. Было использовано множество комбинаций исходных материалов при различных уровнях СВЧ-мощности; помимо тонкопленочных переходов для измерений, использовались также структуры, называемые *точечными контактами*, которые, как описывалось в подробной статье, «получались прижатием заостренного конца сверхпроводящей проволоки к другому сверхпроводнику. Такая система очень чувствительна к давлению в контакте, так как степень связи сверхпроводников в этом случае определяется площадью контакта». Устройство, использованное при измерениях с точечными контактами, показано на рис. 14.16. Результаты всех измерений, по существу, совпадали и давали значение<sup>2</sup>

$$\frac{v}{V} = 483,5976 \text{ МГц/В}_{\text{НБС}} \pm 2,4 \cdot 10^{-4} \%;$$

повторяемость результатов для разных образцов, по мнению авторов, «убедительно доказывала» необходимость положительного ответа на второй вопрос. На этом основании авторы смогли определить величину

$$\frac{h}{e} = 4,135707(15) \cdot 10^{-15} \text{ Дж} \cdot \text{с/Кл},$$

что соответствует значениям, полученным другими методами.

Эти измерения и демонстрация возможностей использования эффекта Джозефсона имели большие последствия. Одно из них состояло в том, что этот метод оказался удобным для сравнения между собой с высокой степенью точности эталонов напряжения различных

<sup>1</sup> Философский принцип Окхама Рейзора гласит, что при объяснении явлений не следует без необходимости увеличивать количество предположений.

<sup>2</sup> Индекс НБС означает, что оценка была сделана на основе единицы вольт, хранящейся в Национальном бюро стандартов. Полученная величина относится к единице вольт, использовавшейся до 1 января 1969 г; затем, по некоторым причинам, было внесено изменение, в результате которого полученная величина оказалась равной  $483,5935 \text{ МГц/В}_{69 \text{ НБС}}$ .

национальных лабораторий стандартов. Этот способ наверняка дополнит обычную процедуру сравнения и, возможно, позволит избежать дорогостоящей перевозки нормальных элементов в термостатах. Международная палата мер и весов уже предприняла первые шаги в этом направлении.

Более впечатляющим, однако, является другой факт. Эти измерения, относящиеся к физике твердого тела, которая имеет дело со взаимодействиями многих частиц и энергиями порядка несколько мкэВ, оказали влияние на многие другие области, в частности на физику элементарных частиц высоких энергий. Дело в том, что эти измерения дали возможность заново определить «наилучшие значения» основных мировых констант  $e$ ,  $h$ ,  $\alpha \equiv e^2/\hbar c$ ,  $m_e$  и  $N_0$  (число Авогадро). Во всех прежних вычислениях этих величин использовался по крайней мере один параметр, для установления которого на основе экспериментальных данных необходимо было привлекать на помощь квантовую электродинамику — теорию взаимодействия заряженных частиц с электромагнитным излучением; в то же время сама величина  $\alpha$  играет важную роль в этой теории. Из-за такой частично замкнутой в себе системы аргументации результирующее значение  $\alpha$  приводило к некоторым несоответствиям в квантовой электродинамике. Например, в качестве исходных экспериментальных данных использовалась величина расщепления в тонкой структуре энергетических уровней атома дейтерия. Последующее вычисление сверхтонкой структуры водорода давало результат, который можно было согласовать с экспериментом, только приписав «возбужденным состояниям» протона значительно более сильное влияние, чем это представлялось разумным. Если же вместо расщепления тонкой структуры уровней дейтерия в качестве фундаментальной принять величину  $e/h$ , найденную из эффекта Джозефсона, то результирующая величина  $\alpha$  дает сверхтонкую структуру водорода, согласующуюся с экспериментом<sup>1</sup>.

Таким образом, значение эффекта Джозефсона велико и разнообразно и нет оснований считать, что все возможности его применения исчерпаны.

<sup>1</sup> Это означает, что при определении  $\alpha$  из данных для дейтерия была допущена ошибка (природа которой до сих пор не понята).

## СИММЕТРИЯ ВЫСШЕГО ПОРЯДКА ДЛЯ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ<sup>1</sup>

До 1932 г. единственными известными объектами, которые можно было рассматривать как «элементарные частицы», были протон и электрон. В 1932 г. были открыты нейтрон и позитрон, и с этого момента список новых частиц начал расти с прямо-таки ошеломляющей скоростью. Полное число частиц к 1975 г. составило (в зависимости от того, что считать определенно установленной частицей) по крайней мере больше 50, а возможно, даже превысило 100. Большинство частиц, за исключением фотона, электрона, протона и нейтрино двух типов (мюонного и электронного), нестабильно.

Такое разнообразие объектов, предполагаемых элементарными, выглядело довольно парадоксально и наводило на мысль о возможном существовании тесных связей между различными частицами. В поисках этих связей исследователи сосредоточили свое внимание главным образом на *адронах* — частицах, участвующих в сильных взаимодействиях, так как другие частицы (лептоны и фотоны) были слишком малочисленны, чтобы ожидать от них многого.

Теория, которая дала простую картину связи между адронами, была предложена в 1961 г. теоретиком из Калифорнийского технологического института Мюррэм Гелл-Манном и независимо — Ювалом Неemanом, который тогда, будучи офицером израильской армии, служил военным атташе в Лондоне и одновременно работал в Империиал колледже. В то время не было известно никаких экспериментальных данных, которые противоречили бы этой теории. Однако в дальнейшем, с

<sup>1</sup> Одним из следствий работ, описанных в этой главе, явилось то, что рассматриваемые частицы лишились названия «элементарные». — *Прим ред.*

появлением новых результатов, настал решающий момент для проверки теории: было предсказано существование ранее не известной частицы, масса которой, а также некоторые другие свойства были приблизительно рассчитаны. Экспериментальные поиски ее увенчались успехом в 1964 г.: эту частицу обнаружила группа исследователей из Брукхейвенской национальной лаборатории; они сообщили о своем открытии в журнале *Physical Review Letters*. Очевидная плодотворность созданной теории послужила основанием для присуждения Гелл-Манну в 1969 г. Нобелевской премии по физике. В этой главе мы расскажем, каким образом было предсказано существование этой частицы и как был выполнен соответствующий эксперимент.

К проблеме систематизации элементарных частиц возможны по меньшей мере два подхода. Один основан на аналогии с атомной физикой. Как известно, для каждого атома существует ряд энергетических состояний, различающихся по энергии на величины порядка нескольких электрон-вольт, переходы между которыми возможны путем излучения или поглощения света. Эта величина определяется энергией электромагнитного взаимодействия, которое ответственно за внутриатомные связи. Подобным образом для каждого ядра существует ряд возбужденных состояний, различающихся по энергии на величину порядка нескольких тысяч электрон-вольт, которая в свою очередь определяется энергией взаимодействия между нуклонами.

Не исключено, что и последовательность элементарных частиц в действительности представляет собой ряд возбужденных состояний других, много меньших объектов и разность энергий этих состояний, порядка миллионов электрон-вольт, определяется энергией взаимодействия пока еще не известной природы<sup>1</sup>. Эта точка зрения усиленно поддерживается некоторыми физиками (особенно Виктором Вайскопфом), и, как будет видно в конце главы, некоторые факты указывают на существо-

<sup>1</sup> Группа симметрии, обсуждаемая в данной главе, допускает представление наблюдаемых элементарных частиц в виде связанных группировок гипотетических частиц трех типов, называемых «кварками». Если такое представление соответствует действительности, то взаимодействие между кварками должно быть много сильнее взаимодействия между нуклонами.

вание такой структуры. Однако в настоящее время, чтобы дать окончательный ответ на этот вопрос, доказательств явно недостаточно.

Принципы, на которых основывается второй подход к данной проблеме, также можно пояснить на примере

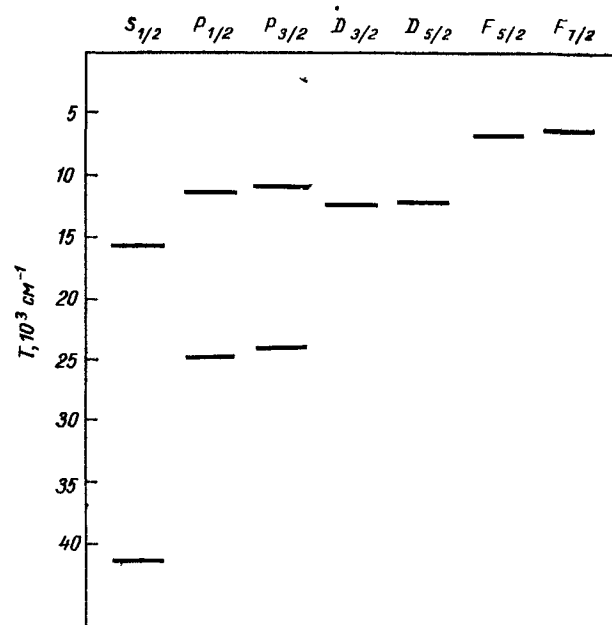


Рис 15.1. Некоторые энергетические уровни атома натрия.

В верхней части рисунка буквами обозначен орбитальный момент  $L$  (согласно систематике, данной в примечании на стр. 128 гл. 7), индексы соответствуют величине полного момента  $J$ . По оси ординат отложены так называемые термы, значения которых пропорциональны энергии связи ( $10^3 \text{ cm}^{-1}$  соответствует 0,124 эВ).

из атомной физики. Рассмотрим несколько нижних энергетических уровней атома натрия, показанных на рис. 15.1. Видно, что, за исключением состояний, представленных в первом столбце, уровни энергии расположены попарно, причем у каждой пары значения  $L$  совпадают, а значения  $J$  различны. Подобные диаграммы можно построить также и для других атомов, многие из которых обнаруживают не только дуплетные, но и мультиплетные состояния. Объяснение этому хорошо известно: расщепление уровней вызывается взаимодействием собственного магнитного момента электрона с

током, обусловленным «орбитальным движением» электрона; при этом происходит некоторое нарушение симметрии, иначе говоря, возникает «приблизительная симметрия». Если бы у электрона отсутствовал магнитный момент, связанный с его спином, то энергия электрона не зависела бы от ориентации спина и вместо мультиплетной структуры наблюдались бы синглетные состояния. Наличие магнитного момента понижает эту симметрию и приводит к зависимости энергии электрона от относительной ориентации векторов  $L$  (полный орбитальный момент импульса) и  $S$  (полярный спин). Математически эта дополнительная энергия выражается как  $f(r)(L_x S_x + L_y S_y + L_z S_z)$ ; отсюда можно количественно оценить некоторые величины, такие, как относительное расположение уровней в мультиплете (за исключением дуплетов) и вероятности переходов между мультиплетами. Применительно к элементарным частицам суть данного метода состоит в том, чтобы найти среди них подобного рода группировки и описать их в такой математической форме, которая позволила бы аналогичным образом получить количественные результаты. Именно такой подход и использовали Гелл-Манн и Неeman.

Их схема была уже не первым примером удачного использования принципов симметрии в применении к элементарным частицам. Действительно, эти ученые в какой-то степени опирались на наиболее основательную (и старую) из предшествующих схем такого рода, которая была предложена в 1936 г. Бенедиктом Кассеном и Е. У. Кондоном. Кассен и Кондон отмечали, что различия во взаимодействиях между парами нейтронов, протонов и нейтрона с протоном (с одинаковыми спинами — как уже было известно, ядерные силы зависят от спина) можно почти полностью объяснить электрическим зарядом протона. По этой причине Кассен и Кондон приняли предположение, сделанное в 1932 г. Вернером Гейзенбергом, согласно которому протон и нейтрон можно рассматривать просто как два зарядовых состояния одной тяжелой частицы. (С тех пор эта частица получила название *нуклон*.) В таком случае расчеты чисто ядерных эффектов в первом приближении должны быть независимы от того, является ли данная частица протоном, нейтроном или линейной комбинацией их обоих, — последний вариант, очевидно, нереален с

точки зрения физики, но его легко выразить математически. Иными словами, теория ядра должна была бы быть почти «нечувствительна» к линейным преобразованиям (произвольным в определенных пределах) двух элементов — протона и нейтрона.

Математический аппарат, требуемый для описания такой «нечувствительности» к заряду, полностью аналогичен аппарату, использованному десятью годами раньше для описания спина электрона. Вследствие этого переменная величина, которая отличает протон от нейтрона, получила название «изотопический спин», «изобарический спин», или, проще, «изоспин». Как в случае обычного спина математический формализм допускает для спина не только значение  $1/2$ , но и любое целое или полуцелое число, так и в случае изотопического спина возможны не только частицы с двумя зарядовыми состояниями, но и частицы с любым количеством единиц заряда. Эти рассуждения оказались полезными при выводе следствий из предположения Хидеки Юкава (сделанного в 1935 г.) о том, что ядерные взаимодействия осуществляются посредством излучения и поглощения мезонов нуклонами, ибо в соответствии с этой теорией требовался одинаковый подход к положительным, отрицательным и нейтральным мезонам, которые, таким образом, можно было также рассматривать как различные состояния одной частицы. Дальнейшее развитие аналогии с теорией спина позволило с помощью математического формализма изотопического спина описать инвариантность по отношению к «поворотам» в трехмерном абстрактном «пространстве». Вследствие эффектов, создаваемых электрическим зарядом, нарушение этой симметрии приводит к появлению в пространстве одного выделенного «направления».

В течение нескольких лет, до и после 1950 г., было обнаружено множество новых частиц, которые впервые были зарегистрированы в космическом излучении, а затем получены на больших ускорителях при взаимодействиях пучков частиц. Благодаря некоторым особенностям поведения многие из этих частиц получили название «странные»: они рождались столь обильно, что их следовало отнести к адронам, тогда как их крайне медленный распад можно было объяснить только слабыми взаимодействиями, как при  $\beta$ -распаде (см. гл. 11).

Непонятно было, почему адрон не распадался посредством сильного взаимодействия. Ответ на этот вопрос был дан независимо Гелл-Манном и Кацухико Нишиджима; он заключался в том, что существует еще один вид «приблизительной симметрии», который можно охарактеризовать новым квантовым числом (названным, по понятным причинам, *странностью*). Эта симметрия соблюдается, и квантовое число сохраняется при сильных взаимодействиях, когда частицы рождаются группами — обычно парами, причем полная странность их равна нулю. Однако при этом массы частиц таковы, что распадаться с сохранением странности они не могут<sup>1</sup> и распадаются только при слабых взаимодействиях, для которых вновь открытый вид симметрии не соблюдается. Вскоре было обнаружено, что странность  $S$  частицы, ее барионный заряд  $B$ , проекция изотопического спина на упомянутое выше «выделенное» направление  $I_3$  и заряд  $Q$  связаны соотношением

$$Q = I_3 + \frac{1}{2}(B + S).$$

К концу 1960 г. были установлены восемь метастабильных<sup>2</sup> барионных состояний и семь метастабильных мезонных состояний; имелись также экспериментальные факты и теоретические предсказания, указывающие на существование нескольких дополнительных мезонных состояний (часть из которых нестабильны). Все они представлены на рис. 15.2. По крайней мере среди барионов, по аналогии с мультиплетными уровнями в атомах, можно выделить такие группы: несколько состояний, для которых ряд квантовых чисел совпадает и которые различаются по энергии на величины, много меньшие расстояния, отделяющего данную группу от других. Для мезонов ситуация менее определена, но и здесь возможно разделение на группы, которое являлось бы следствием той же симметрии, что и для барионов, — если таковая вообще существует. Очевидно, что эта симметрия должна быть лишь приблизительной и надлежащий выбор взаимодействия, нарушающего ее, должен дать связь между массами частиц внутри одной группы.

<sup>1</sup> Существует одно исключение из этого правила: частица  $\Sigma^0$  распадается при электромагнитном взаимодействии  $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma$ .

<sup>2</sup> Это означает: стабильные при сильных взаимодействиях.

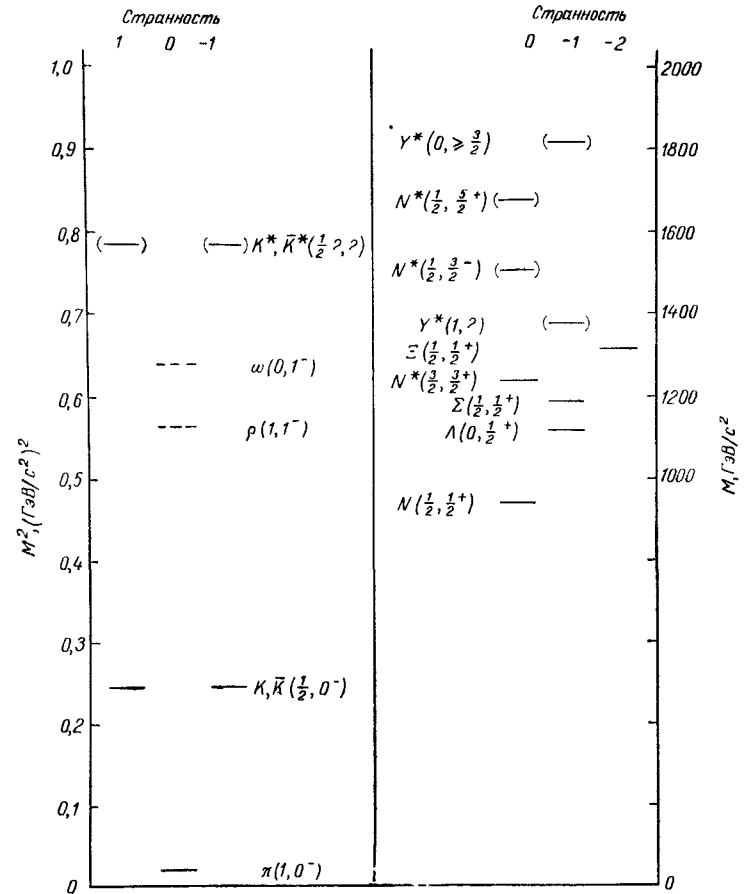


Рис. 15.2. Состояния частиц, известные (или предполагаемые) к 1960 г.: слева — мезоны, справа — барионы.

По вертикали отложены масса барионов и квадрат массы мезонов (что по теоретическим соображениям больше подходит для частиц с целым спином). Частицы, расположенные в одной вертикальной колонке, имеют одинаковую странность. В скобках рядом с символом частицы обозначены ее изотопический спин  $I$  (число зарядовых состояний равно  $2I + 1$ , т. е., например,  $\pi$ -мезон имеет три зарядовых состояния;  $\pi^-$ ,  $\pi^0$ ,  $\pi^+$ ), спин  $J$  и четность. Состояния, отмеченные в скобках, имели некоторые экспериментальные подтверждения, хотя и не были точно установлены. Состояния, обозначенные штриховой линией, были только предсказаны теоретически.

Соответствующая система симметрии и была введена Гелл-Манном и Нееманом. Она строилась на формализме, который, хотя и выражался в абстрактных математических терминах, на самом деле представлял собой простейшее обобщение формализма изотопического спина. Эта система приводит непосредственно к группировке частиц в так называемые *супермультиплеты*<sup>1</sup>. Все частицы, принадлежащие к одному супермультиплету, должны иметь одинаковый спин и четность, но каждый супермультиплет должен иметь характерный набор различных значений изотопического спина и гиперзаряда (гиперзаряд  $Y$  равен сумме барионного заряда и странности). Особенно удачными оказались супермультиплеты из восьми состояний, точно соответствующих восьми барионам на рис. 15.2. Семь мезонов со спином 0 также составляли аналогичный набор, в котором было свободное место для восьмого состояния — синглета по изотопическому спину с гиперзарядом 0. Четыре предполагаемых мезонных состояния со спином 1 тоже составляли набор, но с четырьмя незанятыми состояниями: два дуплета по изотопическому спину с гиперзарядом  $\pm 1$ . Похоже, что кандидатами на свободные места должны были быть  $K^*$ -мезоны. Более того, простое предположение, касающееся нарушения симметрии, привело к соотношению для масс барионов

$$\frac{1}{2}(M_N + M_\Xi) = \frac{3}{4}M_\Lambda + \frac{1}{4}M_\Sigma,$$

где  $N$  означает нуклон, а значения масс берутся средние. Это соотношение хорошо удовлетворялось. Подобное соотношение было предсказано для квадратов масс мезонов, но его не удавалось проверить, так как одна из входящих в него частиц еще не была известна. Благодаря особой важности названных комбинаций из восьми состояний схема симметрии Гелл-Манна и Неемана получила известность как «восьмеричный путь» — термин, позаимствованный из буддизма.

Восьмой мезон со спином 0,  $\eta$ -мезон, был открыт в 1962 г. Его масса порядка  $550 \text{ МэВ}/c^2$  хорошо согласуется с теоретически предсказанной:  $563 \text{ МэВ}/c^2$ . Мезо-

<sup>1</sup> Этот термин был введен Г. П. Вигнером, применившим комбинацию из инвариантностей спина и изотопического спина (обе только в виде приближительной симметрии) к теории атомного ядра.

ны со спином 1 представляют несколько более сложный случай. Когда существование  $\omega$ -мезона было экспериментально установлено (в 1961 г.), то его масса оказалась равной  $790 \text{ МэВ}/c^2$ , тогда как из соотношения масс следует величина порядка  $900 \text{ МэВ}/c^2$ . Гелл-Манн отметил, что теория допускает также существование девятого мезона со спином 1, не сгруппированного с другими частицами и имеющего такой же изотопический спин и гиперзаряд, как и  $\omega$ -мезон. Если в отсутствие взаимодействий, нарушающих симметрию, масса этой девятой частицы порядка  $900 \text{ МэВ}/c^2$ , то она должна взаимодействовать, или, иными словами, давать смешанное состояние с  $\omega$ -мезоном, так что в результате возникают два наблюдаемых состояния с массами, которые примерно одинаково отличаются от исходного значения в ту и другую сторону. Следуя этим рассуждениям, он предположил, что существует еще один мезон со спином 1 и массой порядка  $1000 \text{ МэВ}/c^2$ .

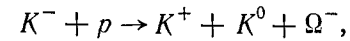
К середине 1962 г. разработанной системе хорошо соответствовали барионы и мезоны со спином 0, но неудовлетворительно — мезоны со спином 1. Внушали некоторые сомнения и другие факты. Они связаны с существованием довольно надежно установленных состояний, которые нестабильны при сильных взаимодействиях и поэтому распадаются слишком быстро, чтобы их можно было зарегистрировать как самостоятельные частицы. Они появляются в виде резонансов при мезонно-барионном рассеянии. Группа из четырех таких частиц была известна еще с начала 50-х годов. Она представляла собой квартет с различными изотопическими спинами, с массой  $1238 \text{ МэВ}/c^2$ , спином  $3/2$  и странностью 0 и обозначалась как  $N^*$  (1238). Со временем при проведении экспериментов при высоких энергиях были открыты и другие группы. Следовало выяснить, соответствует ли и им разработанная система симметрии.

С математической точки зрения проблема не представляла трудности. Каждый мезон и каждый барион принадлежат к некоторому октету, и система симметрии задает определенные правила, по которым можно определить, какие супермультиплеты могут быть получены из комбинации двух октетов: это могут быть синглет, два новых октета, два декуплета и одна группа из

27 состояний. Система также определяет, какие комбинации изотопического спина и гиперзаряда могут иметь место в каждой группе. Однако система не в состоянии предсказать, который из этих мультиплетов может в действительности существовать в природе. Соотношения между массами здесь не помогут, так как в теории они определяют связь внутри супермультиплета, но не связь между супермультиплетами, поскольку они зависят от динамических характеристик сильных взаимодействий. Частица  $N^*$  (1238) не могла дать ключ к решению вопроса, ибо она подходила по своим свойствам как в один из двух декуплетов, так и в группу из 27 состояний.

На Международной конференции по физике высоких энергий, состоявшейся в июле 1962 г. в ЦЕРНе — Европейском центре ядерных исследований в Женеве, было сообщено о трех фактах, которые проложили путь к решению проблемы. Первое — было установлено существование предсказанного Гелл-Манном мезона со спином 1, гиперзарядом 0, изотопическим спином 0 и массой  $1020 \text{ МэВ}/c^2$ . Это решило вопрос соответствия теории мезонам со спином 1 и укрепило уверенность в правильности данной схемы. Второй факт заключался в существовании нового барионно-мезонного резонанса — дуплета по изотопическому спину, названного  $\Xi^*$ , с массой  $1535 \text{ МэВ}/c^2$ . И наконец, третий факт состоял в отсутствии какой-либо резонансной структуры при рассеянии  $K^+$  на  $p$  с энергиями в интервале  $140\text{—}800 \text{ МэВ}$ . При обсуждении этого последнего сообщения Гелл-Манн отметил, что если, с одной стороны,  $N^*$  (1238) принадлежит к 27-мультиpletу, то такая структура должна существовать, поскольку 27-мультиплет включает в себя состояния с изотопическим спином 1 и гиперзарядом 2, имеющие странность 1 и заряд до  $+2$ , которые и соответствуют набору значений для  $K^+ - p$ -системы. С другой стороны, декуплет содержит триплет по изотопическому спину со странностью  $-1$ , дуплет по изотопическому спину со странностью  $-2$  и синглет со странностью  $-3$ , причем массы в мультиплетах различаются на равные величины. Кандидатом на триплетное состояние была уже известная частица  $Y_1^*$  с массой  $1385 \text{ МэВ}/c^2$  и спином, по всей вероятности, равным  $3/2$ . Новая частица  $\Xi^*$  могла бы представлять собой дуплет,

так как имела массу подходящей величины. Эти рассуждения приводили к существованию новой частицы, которую Гелл-Манн назвал  $\Omega^-$ -гипероном, с массой порядка  $1685 \text{ МэВ}/c^2$ . Эта масса достаточно мала, чтобы распад, вызванный сильным взаимодействием, при котором должна сохраняться странность, был энергетически невозможен и поэтому частица должна быть метастабильной. Гелл-Манн предположил, что она может рождаться при реакции



если  $K^-$  имеет импульс не менее  $3,5 \text{ ГэВ}/c$ .

Среди слушавших выступление Гелл-Манна находился Николас Самиос из Брукхейвенской национальной лаборатории; именно он ранее сообщил об обнаружении девятого мезона со спином 1 и частицы  $\Xi^*$  (1535). Самиос увидел, что в Брукхейвенской лаборатории есть все необходимое оборудование для поиска новой предсказанной частицы. Построенная к тому времени огромная пузырьковая камера длиной около 2 м могла бы служить прекрасным детектором. Система формирования пучка частиц, который мог бы содержать  $K^-$ -мезоны с нужным импульсом, была уже сконструирована и предназначена для работы с пузырьковой камерой. Поэтому Самиос, вернувшись в Брукхейвен, собрал исследовательскую группу (опубликованное позднее сообщение было подписано 33 авторами) для выполнения этого эксперимента.

В пузырьковой камере жидкость, находящаяся при температуре, близкой к точке кипения, приводится в перегретое состояние путем расширения, в результате чего понижается давление, а соответственно и точка кипения. При этом вдоль следа ионизации, который оставляет в жидкости быстро пролетающая заряженная частица, начинается испарение и возникает линия из пузырьков пара, которую можно сфотографировать. Для этого обычно используются два фотоаппарата (в большой камере — три), расположенные под различными углами, что позволяет восстановить трехмерную картину треков. Часто пузырьковую камеру помещают в магнитное поле, искривляющее траектории движения частиц (поле, использованное в данном эксперименте, было

порядка 20 кГс) Анализ искривления треков и плотности пузырьков позволяет судить об импульсах и природе исходных частиц Таким образом, пузырьковая камера почти аналогична старой ионизационной камере Вильсона, где следы частиц обозначались каплями жидкости, сконденсированной из пересыщенного пара на ионах, образовавшихся при прохождении заряженных частиц. Большим преимуществом пузырьковой камеры является то, что плотность жидкости в ней много больше плотности газа, и частица с данной энергией проходит здесь меньшее расстояние до остановки, а конверсия фотонов в электроны происходит с большей вероятностью Кроме того, циклы в пузырьковой камере повторяются значительно чаще, чем в ионизационной

В пузырьковых камерах могут быть использованы различные жидкости В брукхейвенской камере использовался жидкий водород, который по сравнению с другими жидкостями в смысле плотности обеспечивает наименьшее преимущество (хотя он все-таки гораздо лучше, чем пар), но, с другой стороны, в нем не содержится никаких сложных ядер, сталкиваясь с которыми исследуемые частицы могли бы вступать в посторонние реакции С технической точки зрения использование такой камеры связано со значительными трудностями: во-первых, она очень опасна из-за легкой воспламеняемости водорода и возможности взрыва и требует больших мер предосторожности, во-вторых, точка кипения водорода при атмосферном давлении порядка  $-253^{\circ}\text{C}$  (критическая температура  $-241^{\circ}\text{C}$ ), и поэтому требуется холодильная установка большой мощности. Таким образом, большая пузырьковая камера является весьма внушительным сооружением На рис 15 3 показан общий вид двухметровой камеры, а на рис 15 4 она дана в разрезе.

$K^-$ -мезоны создаются протонами, ускоренными до энергий порядка 30 ГэВ на большом брукхейвенском ускорителе — *синхротроне с переменным градиентом* (сокращенно AGS — *alternating-gradient synchrotron*). Протоны бомбардируют мишень из вольфрама, расположенную в конце одного из прямолинейных участков дунанта, и создают поток (направленный в основном вперед) различных частиц в широком диапазоне энергий. Важнейшим этапом является выделение из этого набора

частиц нужного сорта и с нужной энергией, их фокусировка в пучок и транспортировка его на детектор. Работа системы основана на двух принципах 1) заряжен-

Рис 15.3 Двухметровая пузырьковая камера в Брукхейвенской национальной лаборатории

1 — обмотка из меди и железное ярмо магнита 2 — окно для прохождения пучка в вакуумной камере, окружающей собственно пузырьковую камеру (вакуумная камера требуется для создания вакуумной теплоизоляции, подобной существующей между стенками сосуда Дьюара), 3 — система вакуумных насосов, 4 — система расширения, 5 — вчородный рефрижератор расположенный позади магнита и лестницы, 6 — осветители и фотографическая установка, 7 — тележка для передвижения всей 450 тоинной установки.

ная частица, движущаяся перпендикулярно к постоянному магнитному полю, описывает дугу окружности радиусом, пропорциональным ее импульсу; 2) заряженная частица, движущаяся в постоянных электрическом и магнитном полях, перпендикулярных друг другу и



первоначальному направлению полета частицы, не отклоняется от своей траектории тогда и только тогда, когда ее скорость  $v$  равна (в системе МКС)  $E/B$  — отношению напряженности электрического поля к величине

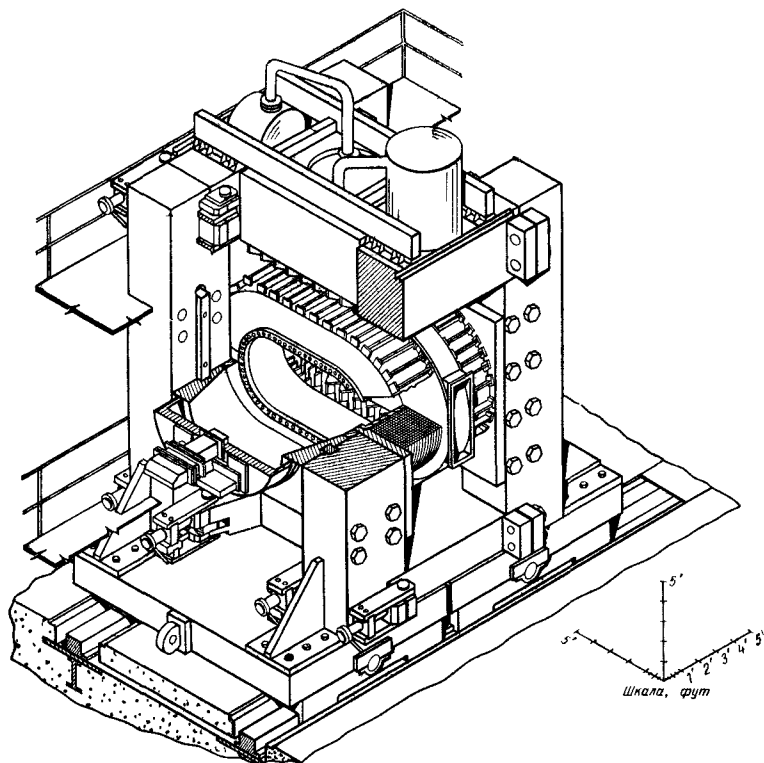


Рис. 15.4. Изображение пузырьковой камеры, представленной на рис. 15-3, в разрезе.  
Видны обмотки магнита и сама камера.

магнитной индукции. В действительности создание системы транспортировки пучка довольно сложная проблема ионной оптики, так как любая система коллиматоров, определяющая исходные траектории, дает хотя и малый, но отличный от нуля разброс по направлениям; кроме того, приложение электрических и магнитных полей на ограниченных участках пространства сопровож-

дается появлением краевых полей, которые сами по себе оказывают заметное фокусирующее или расфокусирующее воздействие на пучок. Система, использованная в данном эксперименте и показанная схематически на рис. 15.5, включала в себя семь дипольных магнитов

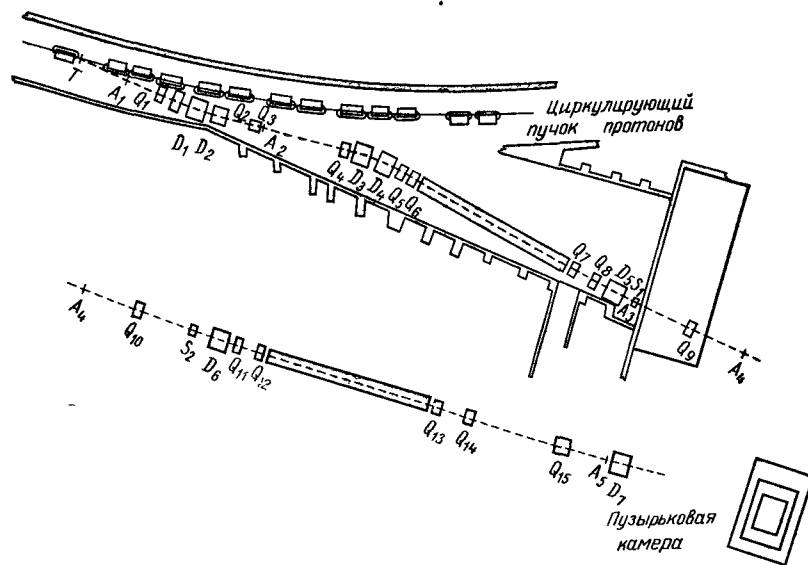


Рис 15.5. Схема прохождения пучков частиц в эксперименте по обнаружению  $\Omega^-$ -гиперона (из-за недостатка места разбита на две части).

Часть кольца ускорителя показана на рисунке сверху слева, пузырьковая камера внизу справа.  $T$ —вольфрамовая мишень;  $A_1$ — $A_5$ —коллиматоры ( $A_1$  находится внутри  $S_1$ ),  $D_1$ — $D_7$ —дипольные магниты для отклонения пучка и разделения частиц по импульсам;  $Q_1$ — $Q_{15}$  и  $S_1$ ,  $S_2$ —квадрупольные и секстипольные фокусирующие магниты. Длинные прямоугольники без обозначений представляют собой масс-спектрометры со скрещенными полями. На рисунке не показаны магниты для окончательного формирования пучка (расположенные между магнитом  $D_7$  и пузырьковой камерой). Траектория пучка частиц изображена штриховой линией.

для отклонения пучка, пятнадцать квадрупольных и два секстипольных магнита для его фокусировки, пять диафрагм для вырезания нужной части пучка и два сепарирующих устройства со скрещенными полями, а также семь дополнительных магнитов для формирования и управления выделенным пучком. Длина этой системы была порядка 137 м, а магниты потребляли электрическую мощность около 5 МВт. Весь путь пучка

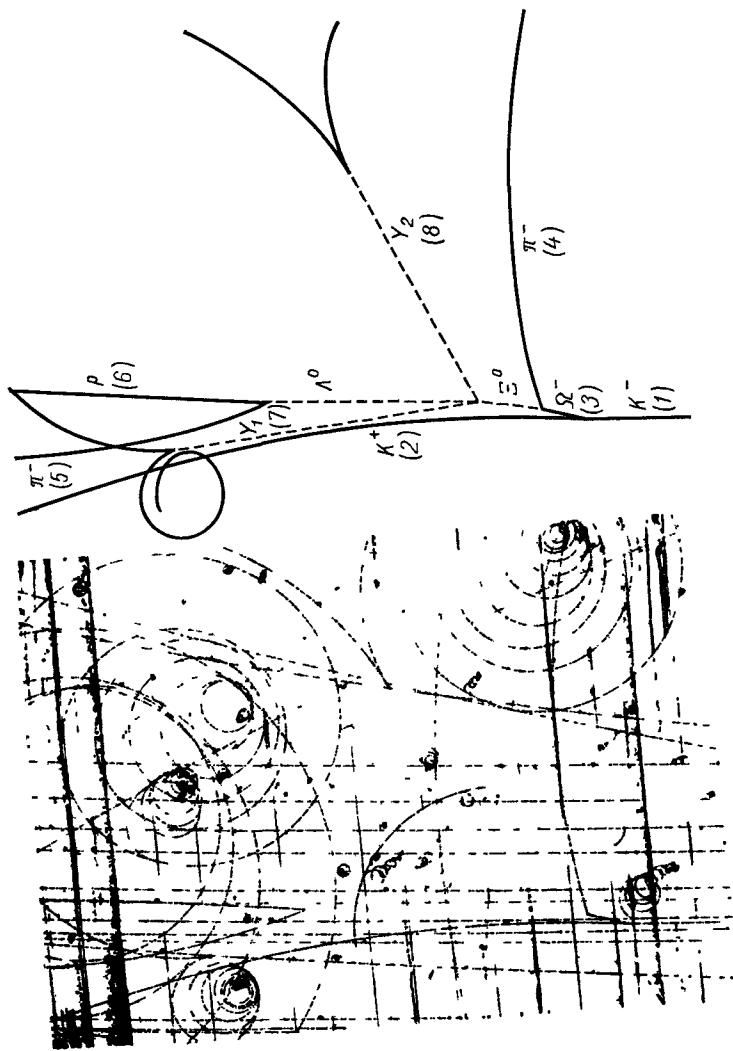


Рис 15.6. Фотография и диаграмма процесса распада  $\Omega^-$ -гиперона [Phys Rev Lett., 12 (1964), стр 205, рис. 2].

проходил внутри вакуумированной трубы, чтобы частицы не отклонялись из-за столкновений с молекулами воздуха.

При постановке эксперимента не все прошло гладко. Вначале система транспортировки пучка не работала так, как требовалось, и только в сентябре 1963 г. были получены первые фотографии треков в камере. К тому же некоторые влиятельные теоретики выражали большие сомнения в правильности сделанных предсказаний. Тем временем конкурирующая группа в ЦЕРНе также боролась с трудностями. Здесь источником трудностей была сама пузырьковая камера, и сложности работы в международном учреждении не позволяли заменить ее на другую. Группа в Брукхейвене упорно трудилась, и в декабре 1963 г. начались рабочие съемки, а в феврале 1964 г. было опубликовано сообщение об успехе эксперимента.

«Брукхейвенская двухметровая водородная пузырьковая камера облучалась сепарированным по массе пучком  $K^-$ -мезонов с импульсом 5,0 БэВ/с, полученным на ускорителе AGS. Было сделано около 100 000 фотографий, содержащих суммарный трек  $K^-$ -мезонов общей длиной  $\sim 3 \cdot 10^5$  м. Эти фотографии были частично проанализированы с целью обнаружить характерные черты распада  $\Omega^-$ -гиперона.

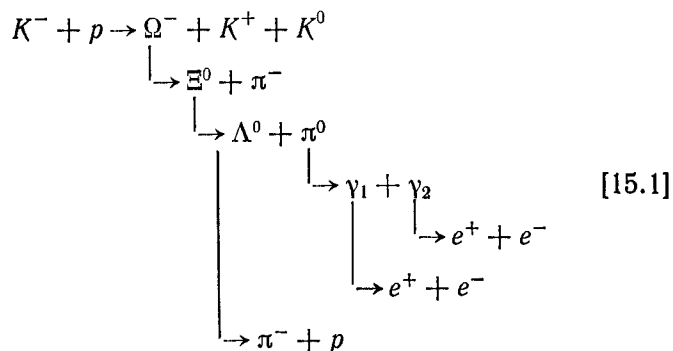
Искомое событие изображено на рис. [15 6], и соответствующие измеренные величины приведены в табл. [15 1].

Таблица 15.1

Параметры, измеренные для треков частиц представленных на рис. 15.6 [Physical Review Letters, 12 (1964), стр. 205, табл. 1]

Трек	Азимут, град	Наклонение, град	Импульс МэВ/с
1	$4,2 \pm 0,1$	$1,1 \pm 0,1$	$4890 \pm 100$
2	$6,9 \pm 0,1$	$3,3 \pm 0,1$	$501 \pm 5,5$
3	$14,5 \pm 0,5$	$-1,5 \pm 0,6$	—
4	$79,5 \pm 0,1$	$-2,7 \pm 0,1$	$281 \pm 6$
5	$344,5 \pm 0,1$	$-12,0 \pm 0,2$	$256 \pm 3$
6	$9,6 \pm 0,1$	$-2,5 \pm 0,1$	$1500 \pm 15$
7	$375,0 \pm 0,3$	$3,9 \pm 0,4$	$82 \pm 2$
8	$63,3 \pm 0,3$	$-2,4 \pm 0,2$	$177 \pm 2$

Наша интерпретация этого события такова:



Из измерений импульса и расстояния [между пузырьками] трек 2 определен как создаваемый  $K^+$ -мезоном. (Для этого трека ожидалась плотность пузырьков как минимум 1,9, тогда как измеренное значение составляло  $1,7 \pm 0,2$ .) Треки 5 и 6 находятся в хорошем соответствии с распадом  $\Lambda^0$ , но частица  $\Lambda^0$  не может появиться при первичном взаимодействии».

Это обстоятельство, которое является одним из ключевых для понимания природы события, может быть определено из кинематического анализа, поскольку импульсы и направления распадающихся частиц измерены. Но Самиос, обнаруживший новое событие, использовал более простой метод, известный всем работающим с такими треками частиц: если два трека после распада оказываются вогнутыми друг относительно друга, как это имеет место для треков 5 и 6, то они могут пересечься вновь; тогда прямую, соединяющую точку пересечения с точкой распада, можно рассматривать как направление движения исходной нейтральной частицы. На рис. 15.6 пересечение треков 5 и 6 не показано, но оно было видно на экспериментальных фотографиях и послужило Самиосу одним из ключей к решению проблемы.

Далее в статье сообщается: «Масса  $\Lambda^0$ -гиперона, рассчитанная с помощью измеренных кинематических характеристик протона и  $\pi$ -мезона, равна  $1116 \pm 2 \text{ МэВ}/c^2$  [ср. со значением на рис. 15.2]». Другим возможным

объяснением наблюдаемых треков был распад  $K^0$ -мезона, но это сочли неправдоподобным, так как плотность пузырьков трека 6 соответствовала протону, а не  $\pi^+$ -мезону. «Во всяком случае, из кинематического рассмотрения следует, что такая  $K^0$ -частица не могла родиться в вершине события. Частица  $\Lambda^0$  появляется на расстоянии, равном 6 длинам распада от стенки пузырьковой камеры [и поэтому маловероятно, что она рождается на стенке], а каких-либо других видимых источников в камере нет.

Событие носит необычный характер, который выражается в том, что два с очевидностью участвующих в нем  $\gamma$ -кванта превращаются в жидком водороде в электронно-позитронные пары». Это явилось счастливой случайностью, которая обнаружилась при анализе данных уже после того, как было достаточно определено установлено соответствие трека 3 частице  $\Omega^-$ . «Из измерений импульсов электронов и углов их отклонения мы определяем эффективную массу  $\gamma$ -квантов равной  $135,1 \pm 1,5 \text{ МэВ}/c^2$ , что согласуется с  $\pi^0$ -распадом. Подобным же образом мы использовали вычисленные для  $\pi^0$  значения импульса и углов отклонения и такие же величины, полученные эмпирически для частицы  $\Lambda^0$ , чтобы определить массу распадающегося нейтрального гиперона, которая оказалась равной  $1316 \pm 4 \text{ МэВ}/c^2$ . Эта величина прекрасно согласуется с массой  $\Xi^0$ -гиперона. Проекция траекторий двух  $\gamma$ -квантов и  $\Lambda^0$ -гиперона на плоскость  $XU$  (параллельную пленке) пересекаются на расстоянии 1 мм, а проекции на плоскость  $XZ$  — на расстоянии 3 мм». Следовательно, весьма вероятно, что  $\Lambda^0$  и оба  $\gamma$ -кванта рождаются, по существу, в одной точке. Путь, который мог бы реально пройти  $\pi^0$ -мезон до распада (его среднее время жизни всего лишь около  $10^{-15}$  с), пренебрежимо мал. «Вычисленный вектор импульса  $\Xi^0$ -гиперона указывает на точку распада трека 3 в пределах 1 мм, он не доходит до вершины всего события на 5 мм в плоскости  $XU$ ». Следовательно,  $\Xi^0$ -гиперон, по всей вероятности, появился при распаде частицы 3 и не мог быть рожденным при первоначальном взаимодействии. «Поперечные моменты [то есть компоненты, перпендикулярные направлению движения исходной частицы]  $\Xi^0$ -гиперона и трека 4 компенсируют друг друга в пределах ошибки, указывая на

отсутствие какой-либо третьей частицы в схеме распада частицы 3

Теперь рассмотрим распад частицы 3. Из измерений импульса и расстояния между пузырьками вдоль трека 4 мы заключаем, что масса этой частицы меньше массы  $K$ -мезона. Используя значение импульса  $\Xi^0$ -гиперона и предполагая, что частица 4 — это  $\pi^-$ -мезон, мы получили, что масса частицы 3 равна  $1686 \pm 12$  МэВ/ $c^2$  и ее импульс  $2015 \pm 20$  МэВ/ $c$ . Заметим, что измеренный поперечный импульс частицы 4, равный  $248 \pm 5$  МэВ/ $c$ , превосходит максимальную величину импульса для возможных схем распадов известных частиц... за исключением  $\Xi^- \rightarrow e^- + n + \nu$ . Этот случай мы исключаем не только потому, что он соответствует изменению странности  $\Delta S = 2$  [до сих пор не наблюдалось ни одного процесса с  $|\Delta S| > 1$ ], но и потому, что он не соответствует установленной ранее связи с событием появления  $\Lambda$ -гиперона и двух  $\gamma$ -квантов». Именно эта большая величина поперечного импульса частицы 4 и послужила вторым ключевым фактором, позволяющим определить природу данного события.

«Время жизни частицы 3 было вычислено и оказалось равным  $0,7 \cdot 10^{-10}$  с. Отсюда мы предполагаем, что эта частица распадается из-за слабого взаимодействия с  $\Delta S = 1$ , образуя систему со странностью  $S = -2$ . Так как частица с  $S = -1$  должна была бы очень быстро распадаться на  $Y + \pi$  [где  $Y$  может означать  $\Lambda$ ,  $\Sigma$  или какой-либо из резонансов, мы заключаем, что частица 3 имеет странность  $-3$ . Было вычислено, что недостающая масса в исходной вершине события равна  $500 \pm 25$  МэВ/ $c$ , что хорошо согласуется с массой  $K^0$ -мезона, участвующего в предполагаемой схеме распада [15.1]...

Принимая во внимание установленные характеристики частицы 3: заряд  $Q = -1$ , странность  $S = -3$  и масса  $M = 1686 \pm 12$  МэВ/ $c^2$ , мы полагаем обоснованным ее отождествление с искомым  $\Omega^-$ -гипероном».

Вскоре после этого в Брукхейвенской лаборатории был обнаружен  $\Omega^-$ -гиперон, распадающийся иным способом, и в течение последующих десяти лет наблюдалось еще 39 различных видов распада  $\Omega^-$ -гиперона. Существование частицы было твердо установлено. Кроме того, анализ, проведенный Луисом Альваресом в 1973 г., по-

казал, что три события, наблюдавшиеся в космических лучах в 1954 и 1955 гг., которые ранее не удалось удовлетворительно интерпретировать, являются в действительности примерами  $\Omega^-$ -частиц. Весьма интересно, что в каждом из этих трех событий были замечены аномалии в поведении  $\Omega^-$ -частицы: в одном она, прежде чем распасться, взаимодействует с атомом серебра; в другом она захватывается в псевдоатомное состояние, и в третьем  $\Lambda$ -гиперон, образующийся при распаде  $\Omega^- \rightarrow K^- + \Lambda$ , захватывается ядром азота в соответствии с реакцией  $\Lambda + {}^{14}\text{N} \rightarrow {}^{13}_{\Lambda}\text{C} + p + n$ , после чего полученный гиперфрагмент распадается по схеме  ${}^{13}_{\Lambda}\text{C} \rightarrow {}^{12}\text{C} + \pi^0 + n$ .

История, однако, на этом не кончается. Во-первых, схема Гелл-Манна и Неемана требует, чтобы в супермультиплете все состояния имели одинаковый спин. Спины частиц  $N^*$  (1238),  $Y_1^*$  (1385) и  $\Xi^*$  (1535) были установлены и оказались равными  $3/2$ , тогда как спин частицы  $\Omega^-$  остался неизвестным. Определение спина частицы основывается на анализе углового распределения продуктов ее распада; чтобы осуществить такой анализ, требуется несколько зарегистрированных случаев распада по одной и той же схеме. Возможно, что спин  $\Omega^-$ -гиперона окажется отличным от  $3/2$ , хотя пока никто не принимает такую возможность всерьез.

Во-вторых, сама ценность схемы Гелл-Манна и Неемана в качестве метода классификации частиц не совсем бесспорна. К середине 1974 г. были вполне убедительно сгруппированы три октета с синглетами из мезонов и пять октетов и два декуплета — из барионов. При этом принималось в расчет не только соотношение масс, но и относительные времена полураспада частиц одной группы с превращением их в частицы другой группы, которые также вычисляются теоретически. Однако вне этой классификации остается большое количество резонансов, как мезонных, так и барионных. Больше того, по-прежнему совершенно непонятно, почему из всего разнообразия мультиплетов, допускаемых теорией, в действительности наблюдаются только синглеты, октеты и декуплеты.

Третьей проблемой, которая неразрывно связана со второй, является соотношение между данной схемой

симметрии и другими закономерностями, свойственными частицам. Например, хорошо изученный формализм, известный как система «траекторий Редже» и вытекающий из математических аспектов теории рассеяния, приводит к существованию, если так можно сказать, группировки частиц «по вертикали» в противоположность группировке «по горизонтали», характерной для восьмеричной системы. В группировке «по вертикали» каждая частица должна находиться на «лестнице» из частиц, имеющих одинаковую внутреннюю четность, последовательно увеличивающиеся массы и спин, возрастающий на две единицы через каждую ступеньку. Частицы, расположенные на данной лестнице, называются рекурренциями Редже по отношению к низшему состоянию. Эта система имеет много сходных черт с системой «возбужденных состояний», упомянутой ранее в данной главе. По-видимому, рекуррентная цепочка Редже для любого супермультиплета должна сама образовывать супермультиплет того же типа. Но величина изменения массы при переходе со ступеньки на ступеньку неопределенна, также и интервалы внутри мультиплета не обязательно одинаковы при переходе от одной рекуррентной последовательности к другой. В настоящее время, несмотря на существование множества барионных резонансов, надежно выделено только малое количество рекуррентных группировок Редже, и при этом они не содержат ни одного полного супермультиплета.

И наконец, в самой теории кроется некая загадка. Формализм как изотопического спина, так и восьмеричной системы основывается на алгебре *матриц* — прямоугольных (в данных случаях — квадратных) наборов чисел, которыми можно оперировать, соблюдая определенные алгебраические правила. Следует вспомнить, что изотопический спин возникает из рассмотрения ограниченного класса преобразований между двумя состояниями. Вследствие этого базисными являются матрицы  $2 \times 2$ , удовлетворяющие определенным условиям. Для восьмеричной системы базисными являются матрицы  $3 \times 3$ , удовлетворяющие тем же условиям. Тогда почему не существуют трех объектов, трансформация которых отвечает схеме с матрицами  $3 \times 3$ ? Гелл-Манн предположил, что такие объекты существуют в действительности. Он полагает, что их спин равен  $1/2$ , что два из них

имеют странность 0, а странность третьего равна  $-1$ , заряды и барионные числа этих объектов должны быть кратными  $1/3$  от целого. Гелл-Манн назвал их «кварками». До сих пор эти частицы никто не наблюдал. По-видимому, если они только есть, массы их должны быть очень велики. Гипотеза кварков обладает некоторыми привлекательными чертами, но не лишена и существенных недостатков.

Таким образом, случай симметрии высшего порядка по-прежнему представляет собой широкое поле для исследования. Принципы симметрии оказались полезным инструментом при исследованиях, но их справедливость не бесспорна.

## КЛЮЧ К ПРОБЛЕМАМ КОСМОЛОГИИ!

Открытие не всегда является делом случая. Так, чтобы найти способ лечения какой-то определенной болезни, обычно необходимо тщательно изучить механизм действия различных факторов, порождающих эту болезнь, и только тогда можно создать эффективное средство воздействия на этот механизм. Тем не менее случай нередко играет значительную роль в процессе открытия, так что слово «открытие» справедливо носит в себе оттенок случайности.

Естественно, роль случая различна в разных отраслях науки. В астрономии, и особенно в тех ее областях, которые связаны с космологией, эта роль велика, так как наши знания строения Вселенной весьма ограничены и мы не в состоянии заранее предвидеть, где и как обнаружится новое явление. Действительно, целое направление в астрономии — радиоастрономия — возникло в результате случая, когда Карл Янски из лаборатории фирмы «Белл телефон» в поисках причины одного из видов атмосферных радиопомех обнаружил, что они представляют собой шум, приходящий примерно из центра Галактики. Начиная с этого времени радиоастрономия пережила бурное развитие и превратилась в самостоятельную область астрономии; благодаря ей удалось сделать многие важные открытия, причем значения некоторых из них до сих пор не осознаны полностью.

Среди этих открытий, возможно, наибольшее значение для космологии имеет обнаружение фонового излучения в диапазоне СВЧ, которое обладает приблизительно изотропным распределением и хорошо аппроксимируется (в той области частот, в которой произведены измерения) спектром излучения абсолютно черного тела с температурой около 3 К. Об этом открытии, сделанном в 1965 г. Пензиасом и Вильсоном и опубликованном

ими в журнале *Astrophysical Journal*, мы и расскажем в данной главе.

Сначала остановимся кратко на значении этого открытия. В основе ряда теорий эволюции Вселенной лежит гипотеза, согласно которой первоначально все вещество Вселенной было сосредоточено в довольно ограниченном пространстве и находилось в конденсированном состоянии с высокой плотностью. Эволюция этого состояния, по крайней мере на начальных стадиях, происходила быстро, как взрывной процесс; поэтому соответствующая теория называется «теорией большого взрыва».

В 1946 г. Гамов показал, что на ранних стадиях эволюции Вселенной должно было преобладать излучение типа излучения черного тела, сохранившееся, по-видимому, в остаточном состоянии до сих пор. При расширении Вселенной эффективная температура этого излучения должна была понизиться примерно до 5 К и экспериментальное подтверждение существования реликтового излучения должно было послужить серьезным аргументом в пользу «теории большого взрыва»<sup>1</sup>.

Измерения основывались на том, что любые элементы электрической схемы при температуре выше абсолютного нуля генерируют шум, обусловленный, в частности, тепловым движением электронов проводимости. Мощность шума в единичной полосе частот прямо пропорциональна эффективной температуре, и коэффициент пропорциональности известным образом зависит от электрических свойств элемента. И наоборот, это соотношение позволяет определить эффективную температуру любого шумящего элемента безотносительно к тому, имеет ли создаваемый им шум тепловую природу или нет. Поэтому Пензиас и Вильсон писали<sup>2</sup> об «измерении эффективной шумовой температуры антенны, направленной в зенит». Они обнаружили, что некая составляющая температуры антенны, по-видимому, обусловлена излучением, принимаемым из космического пространства.

<sup>1</sup> Пензиас и Вильсон, однако, не были знакомы с работой Гамова до публикации своей собственной статьи. Они обсуждали свои результаты с Диком, Пиблсом, Роллом и Уилкинсоном. Последние независимо пришли к тому же заключению, что и Гамов, и опубликовали свою работу, внося изменения с учетом экспериментальных результатов в том же выпуске журнала, что и Пензиас и Вильсон.

<sup>2</sup> Цитируется из журнала *Astrophysical Journal*, 142, 1965.

Антенна представляла собой 6-метровый отражатель с рупором; она использовалась ранее в исследованиях по программе «Эхо», связанной с искусственными спутниками Земли, и была описана в 1961 г. Кроуфордом, Хоггом и Хантом<sup>1</sup>.

«Антенна рупорно-отражательного типа представляет собой комбинацию электромагнитного рупора квадрат-

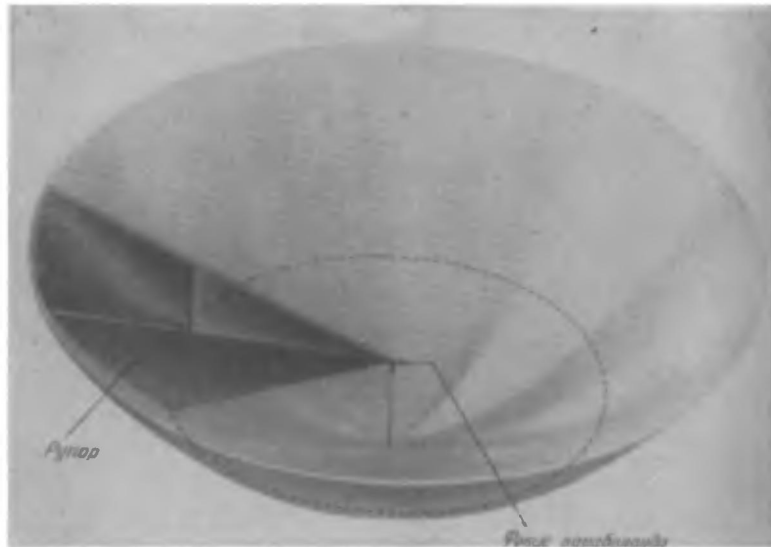


Рис. 16.1 Схема конструкции антенны с рупором и параболическим отражателем [Bell Syst. Techn. Journ., 40 (1961), стр 1096, рис. 1].

ного сечения и отражателя, являющегося сектором параболоида вращения, как показано на рис. [16.1]. Вершина рупора совпадает с фокусом параболоида. Так как конструкция антенны основана на законах геометрической оптики и не содержит элементов, свойства которых зависят от частоты, то антенна чрезвычайно широкополосна, не чувствительна к поляризации и может быть использована для приема излучения с любой поляризации

<sup>1</sup> Цитируется из журнала *Bell System Technical Journal*, 40, 1961.

ей... Вследствие экранирующего действия рупора боковые и задний лепестки диаграммы направленности антенны очень малы.

Благодаря этому, когда антенна направлена в небо, она принимает лишь незначительную долю шума, идущего от земли. Таким образом, данная антенна является малозумящим передающим устройством, что позволило

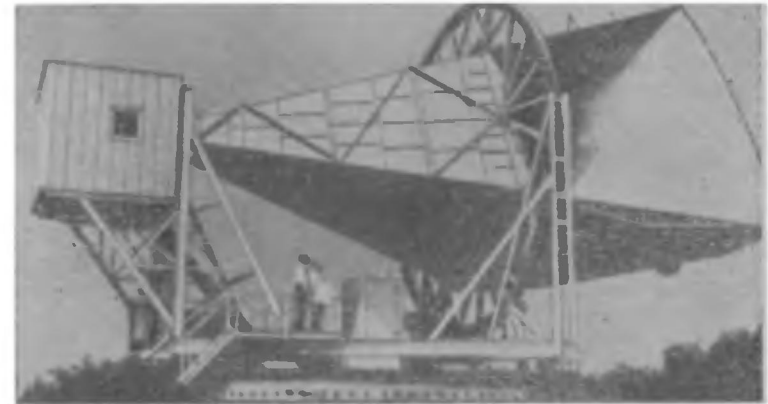


Рис. 16.2 Рупорно-отражательная антенна, использованная Пензиасом и Вильсоном [Bell Syst. Techn. Journ., 40 (1961), стр 1097, рис 2].

использовать в эксперименте малозумящий мазерный усилитель.

На рис. [16 2] приведена фотография рупорно-отражательной антенны, установленной на Кроуфордской возвышенности, где находилась астрономическая станция Холмдельской лаборатории.. Чтобы антенну можно было направить в любую часть неба, ось рупора устанавливается горизонтально. Поворот вокруг этой оси позволяет просматривать небо по углу возвышения, а поворот всей конструкции вокруг вертикальной оси — по азимуту. Антенна имеет длину приблизительно 15 м, апертуру  $6 \times 6 \text{ м}^2$  и вес около 18 т. Конструкция рассчитана на то, чтобы выдерживать порывы ветра до 160 км/ч.

Устройство поворота рупора вокруг оси, сам рупор и отражатель изготовлены из алюминия. Все радиальные нагрузки приходятся на колесо вращения рупора

вокруг горизонтальной оси, имеющее 9 м в диаметре, которое поворачивается на роликах, смонтированных на основании. Все осевые нагрузки падают на большой шарикоподшипник, расположенный на остром конце рупора. Через этот подшипник рупор проходит в кабину, где размещено оборудование: переходная секция, связывающая квадратный и круглый волноводы, подвижное соединение и собранное на волноводах приемное устройство... Размещение приемного оборудования непосредственно в вершине рупора позволяет избавиться от шумов и потерь в линии передачи и является важным достоинством антенны.

Треугольная рама основания изготовлена из стального профиля. Она поворачивается вокруг центрального упорного шарикоподшипника на колесах, катящихся по кольцевой дорожке диаметром 9 м. Дорожка собрана из свободных от напряжений плоских стальных плит, каждая из которых подогнана так, что дорожка является плоской с точностью 0,25 мм. Боковые поверхности колес имеют коническую форму, что позволяет уменьшить трение скольжения. Чтобы привести всю конструкцию антенны в движение, достаточно приложить тангенциальную силу приблизительно 40 кг...

Положение антенны изменяется по азимуту и углу возвышения при помощи сервомоторов мощностью по 10 л. с., работающих на постоянном токе. Через систему шестерен (с зубьями, специально нарезанными как для реечной передачи) приводятся в движение роликовые цепи, одна из которых прикреплена к вертикальному колесу, а другая — к плитам, образующим горизонтальную дорожку. Максимальная скорость вращения, как по азимуту, так и по углу возвышения, составляет  $5^\circ/\text{с}$ , максимальное ускорение по обеим осям  $-5^\circ/\text{с}^2$ . Электрический ток для приведения антенны в движение подводится к вращающейся конструкции через токосъемник с контактными кольцом, который установлен внутри небольшого фанерного кожуха, расположенного над центром подшипника [рис. 16.2]. Вся электрическая проводка, обеспечивающая работу антенны и приемного оборудования в кабине, также приходит через токосъемник с контактными кольцами.

Информация о положении антенны поступает от блоков данных, которые приводятся в движение большими

шестернями (120 см), изготовленными и установленными с большой точностью на подшипниках в вершине рупора и в центре основания. Блоки данных содержат сельсины».

Радиометр был подробно описан Пензиасом и Вильсоном в статье, где сообщалось о его применении в других исследованиях<sup>1</sup>.

«Первой ступенью усиления служит рубиновый лазер бегущей волны. Мазер... имеет шумовую температуру около 3,5 К, усиление 42 дБ<sup>2</sup> и ширину полосы частот 15 МГц...

Мазер связан с рупорно-отражательной антенной волноводным трактом, изображенным на рис. [16.3]. К антенне подходит волновод круглого сечения, а опорный сигнал и сигнал к мазеру подаются по волноводам прямоугольного сечения. Необходимые переходы осуществляются посредством поляризационных ответвителей... Последние имеют Т-образную форму и создаются присоединением бокового плеча прямоугольного волновода к основному волноводу круглого сечения. При поступлении на вход ответвителя двух ортогонально поляризованных колебаний одно из них проходит через круглый волновод, а другое ответвляется в прямоугольный волновод.

С выхода лазера мощность попадает на смеситель. В остальном радиометр имеет обычное устройство».

При измерениях вход радиометра вручную переключался с выхода антенны на источник опорного сигнала, имеющий температуру жидкого гелия. Этот источник был ранее описан Пензиасом. Его основная часть — отрезок латунного волновода длиной 120 см, на конце которого установлена пирамида из поглощающего материала, полностью погруженная в жидкий гелий. Изометрическая проекция источника опорного сигнала показана на рис. 16.4.

«Отрезок волновода фактически состоит из двух секций. Нижняя секция содержит пирамиду из поглощающего материала... и при работе целиком заполнена

<sup>1</sup> См. ссылку на стр. 349.

<sup>2</sup> Относительные уровни мощности обычно измеряются в децибелах (сокращенно дБ); различие уровней мощности в децибелах есть  $10 \lg(P_2/P_1)$ , где  $P_1$  и  $P_2$  — сравнимые значения мощности энергии или интенсивности).



жидким гелием. На фланцевом соединении секций укреплен на майларовая диафрагма, отделяющая верхнюю сек-

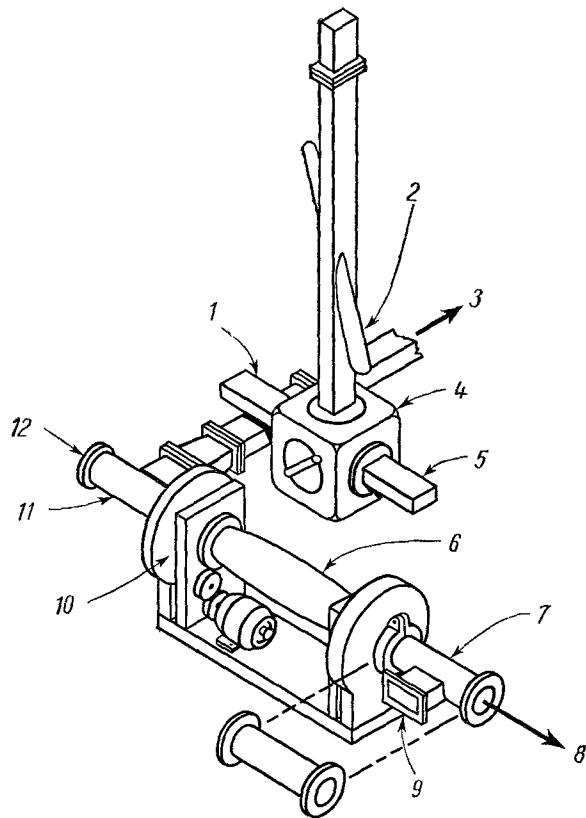


Рис. 16.3. Входной волноводный тракт радиометра.

Генератор шума использовался для калибровки радиометра [Astroph. Journ., 142 (1965), стр. 1150, рис. 1].

1 — ответвитель 31 дБ; 2 — генератор шума; 3 — к мазеру; 4 — волноводный переключатель; 5 — согласованная нагрузка; 6 — вращающийся поляризатор; 7 — поляризационный ответвитель; 8 — к антенне; 9 — вход опорного сигнала; 10 — поворотное соединение; 11 — поляризационный ответвитель; 12 — второй вход (неиспользованный).

цию от жидкого гелия. Диафрагма установлена под углом  $30^\circ$  к оси волновода. Когда нижний волновод заполнен жидким гелием, переход газ — жидкость имеет клиновидную форму и импеданс волновода изменяется плавно по всей длине. Когда уровень жидкого гелия в

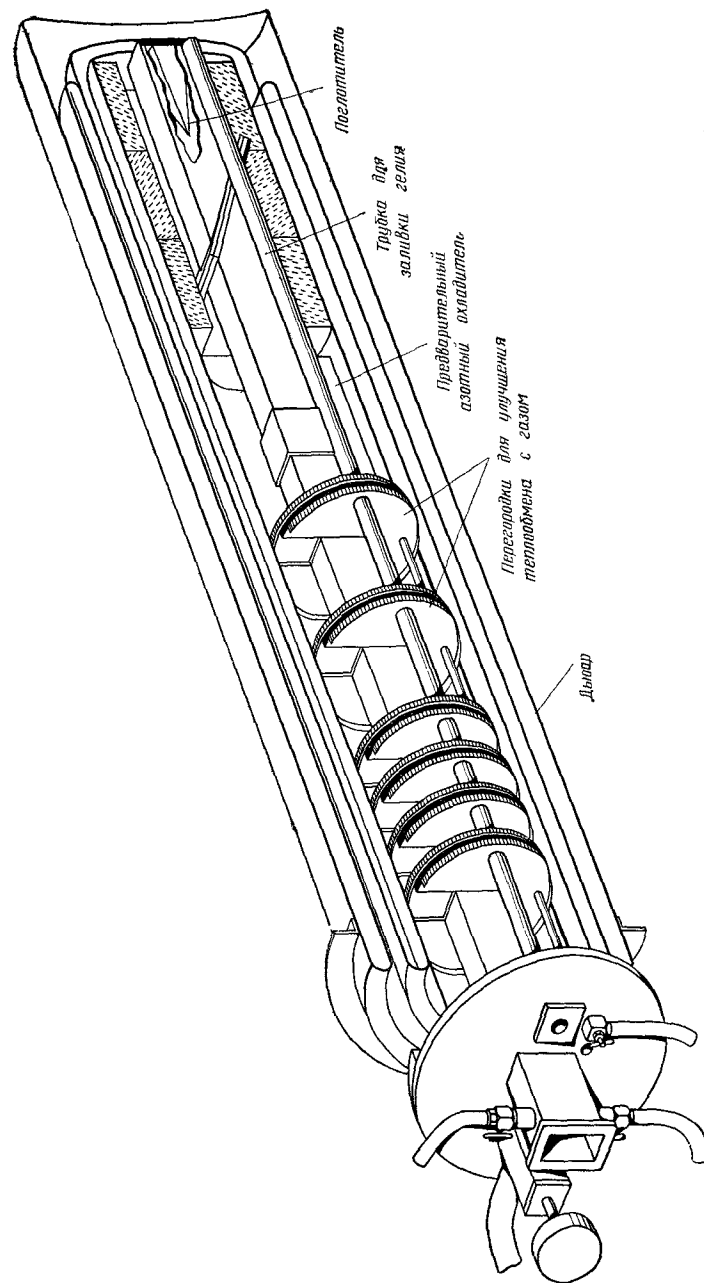


Рис. 16.4. Изометрическая проекция источника опорного сигнала, смонтированного в дьюаре. В рабочем положении прибор стоит вертикально, закрытым концом вниз [Rev. Sci. Instr., 36 (1965), стр. 69, рис. 1].

дьюаре опускается ниже фланцевого соединения, клиновидность перехода газ — жидкость теряется и удовлетворительная работа источника опорного сигнала становится невозможной». Эффективная температура устройства (приблизительно 5 К) была определена с точностью 0,2 К.

В своей первоначальной работе<sup>1</sup> Пензиас и Вильсон сообщали: «Антенна, источник опорного сигнала и радиометр были хорошо согласованы, так что отраженная волна ослаблялась более чем на 55 дБ. Таким образом, при измерении эффективной температуры можно пренебречь ошибками из-за рассогласования импеданса в приемном тракте. Ошибка измерения суммарной температуры антенны, по оценкам, составляет 0,3 К и связана в основном с неопределенностью абсолютной калибровки источника опорного сигнала».

Измеренная полная эффективная температура антенны, направленной в зенит, составляла 6,7 К. Отсюда следует вычесть вклады, обусловленные поглощением в атмосфере, омическими потерями в антенне и задним лепестком диаграммы направленности.

«Для измерения вклада в температуру антенны, вызванного атмосферой, регистрировались изменения температуры антенны в зависимости от угла возвышения. При обработке результатов использовался закон секанса<sup>2</sup>. Результат (2,3 + 0,3) К находится в хорошем согласии с известными ранее значениями...

Вклад в температуру антенны, обусловленный омическими потерями, согласно расчетам, составляет (0,8 + 0,4) К. При этих расчетах отдельно рассматривались 3 участка антенны: 1) две неоднородные конические переходные секции общей длиной приблизительно 1 м, которые связывают круглый волновод диаметром 5,4 см и квадратную горловину антенны с выходным отверстием размером 15 × 15 см<sup>2</sup>; 2) подвижное соединение с двойным дроссельным уплотнением, установленное между двумя коническими переходами; 3) собственно антенна. Соединения между секциями были тщательно подогнаны, с тем чтобы они не увеличивали существенно потери в системе. Специальная проверка показала

<sup>1</sup> См. ссылку на стр. 349

<sup>2</sup> Поглощение излучения при прохождении его через атмосферу пропорционально длине пройденного пути, которая изменяется как секанс угла возвышения.

отсутствие утечки и потерь СВЧ-мощности в подвижном соединении.

Специально проверялось также отсутствие в антенне потерь, которые могли быть вызваны несовершенством швов на поверхности рупора. С этой целью все швы вблизи горловины рупора и большая часть прочих швов закрывались алюминиевой лентой; при этом изменения температуры антенны не было замечено.

Вклад, обусловленный излучением земной поверхности, которое антенна принимает вследствие наличия заднего лепестка в диаграмме направленности, не превышал 0,1 К. Этот результат был получен на основе измерений с данной антенной и небольшим передатчиком, установленным на земле, а также более точных измерений, проведенных с помощью рупорно-отражательной антенны меньшего размера, имеющей, как следует ожидать, худшую диаграмму направленности.

Суммируя рассмотренные выше вклады в температуру антенны, мы вычислили, что остается вклад в температуру антенны, равный (3,5 + 1,0) К, который не находит объяснения». Как говорилось во введении к статье, «эта температура, в пределах ошибок измерений, изотропна, соответствующее ей излучение не поляризовано<sup>1</sup>, она не подвержена сезонным изменениям (наблюдения за период июль 1964 г. — апрель 1965 г)». Именно такими свойствами, согласно теории, должно было характеризоваться реликтовое излучение со спектром абсолютно черного тела, и измеренная температура излучения была близка к вычисленному значению

В течение последующего десятилетия, до тех пор пока эти результаты не получили бесспорного подтверждения, оставалось неясным, действительно ли принятое излучение является реликтовым излучением со спектром черного тела. Измерения, выполненные другими исследователями в диапазоне длин волн 0,33—73,5 см (Пензиас и Вильсон работали на длине волны 7,35 см), находились в согласии со спектром излучения черного тела при температуре около 2,8 К. Однако характерной особенностью спектра излучения черного тела является

<sup>1</sup> Сама антенна нечувствительна к поляризации падающего излучения, однако на входе радиометра можно разделить излучения различной поляризации.

наличие максимума, который для этих температур соответствует длине волны около 0,11 см.

Трудность заключалась в том, что измерения на более коротких длинах волн не могли быть проведены с

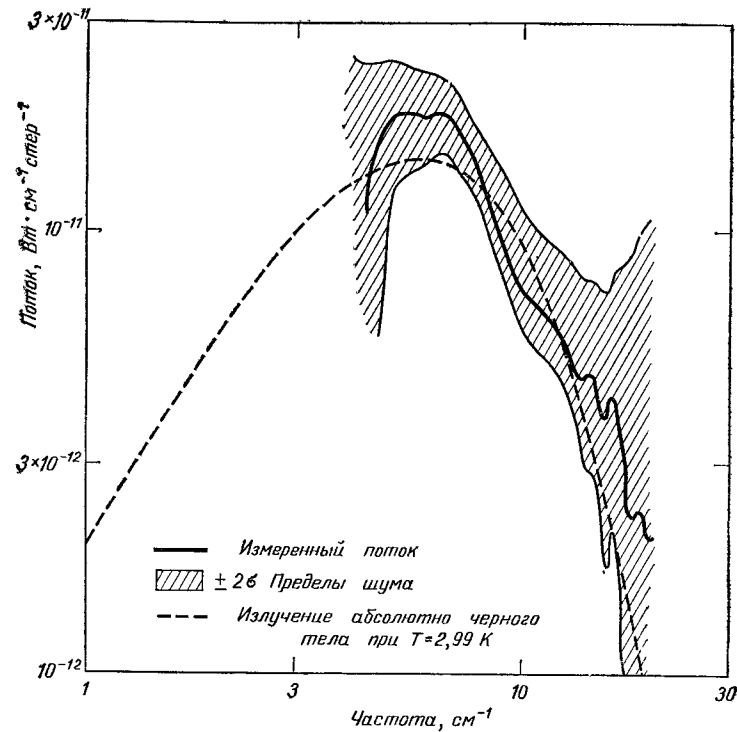


Рис. 16.5. Сравнение спектра космического фонового излучения, измеренного Вуди и др., со спектром абсолютно черного тела при температуре 2,99 К. ( $\sigma$  — стандартное отклонение) [*Phys. Rev. Lett.*, 34 (1975), стр. 1038, рис. 2].

университета и лаборатории им. Беркли. Эти измерения проводились с помощью шаров-зондов, выведенных за пределы атмосферы. Несмотря на некоторую неопределенность соответствия экспериментальных данных теоретической кривой, существование максимума очевидно. Авторы сообщали: «Это измерение показывает, что космическое реликтовое излучение имеет спектр излучения черного тела в диапазоне 4—17 см<sup>-1</sup>», т. е. в диапазоне длин волн 0,25—0,059 см.

Конечно, не исключено, что будет доказана несостоятельность теории большого взрыва. Но любая альтернативная теория должна будет объяснить факт существования космического излучения, соответствующего излучению черного тела.

Земли из-за сильного атмосферного поглощения. Некоторую информацию дали измерения поглощения излучения молекулами межзвездного пространства, однако эти результаты определяли лишь верхний предел, и наличие максимума продолжало оставаться под вопросом. Наконец, в апреле 1975 г., были опубликованы результаты измерений (рис. 16.5), осуществленных Вуди, Мазером, Нишиока и Ричардсом из лаборатории Калифорнийского

## СХЕМАТИЧЕСКОЕ ИЗЛОЖЕНИЕ ТЕОРИИ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ БКШ И ПРЕДЫСТОРИЯ ЕЕ СОЗДАНИЯ

Как упоминалось в гл. 4 и 14, первые попытки теоретического описания сверхпроводимости имели чисто феноменологический характер. Лишь незадолго до открытия эффекта Мейснера — Оксенфельда появились отдельные теоретические работы, в которых на основе термодинамики различные тепловые свойства связывались с критической температурой  $T_{кр}$ . Однако обоснованность подобного подхода вызывала сомнение даже у некоторых авторов. Первую гипотезу выдвинули совместно Гортер из Фонда Тейлера, Хаарлем, и Казмир из Лейденского университета. Она состояла в том, что электроны в сверхпроводнике образуют две «жидкие» компоненты, одна из которых ведет себя обычно, а другая как бы конденсирована в некую сверхтекучую жидкость, пронизывающую жидкость нормальных электронов. Доля электронов в сверхтекучем состоянии определялась величиной, позднее получившей название *параметра порядка*  $\omega$ , которая изменяется от  $\omega = 0$  при  $T = T_{кр}$  до  $\omega = 1$  при  $T = 0$ <sup>1</sup>... Эта гипотеза позволила объяснить многие из термодинамических свойств сверхпроводника. Затем в 1935 г. братья Фриц и Хейнц Лондоны, сотрудники Кларендонской лаборатории Оксфордского университета, предложили теорию, которая исходила из диамагнитных свойств и смогла «объяснить» как эффект Мейснера — Оксенфельда, так и наличие бесконечной проводимости. Однако глубина проникновения оказывалась в теории слишком малой; расхождение составляло один-два порядка величины. Лондоны сознавали, что для полного понимания природы сверхпроводимости тре-

<sup>1</sup> Ср. с гипотезой Лондона относительно жидкого гелия II (гл. 5).

буется квантовая теория. В частности, они предположили, что идеальный диамагнетизм, возможно, является результатом «жесткой связи», или когерентности, волновых функций электронов, которая приводит к возникновению экранирующих токов в присутствии магнитного поля. Эту концепцию особенно активно развивал Фриц Лондон. В 1950 г. он сформулировал ее более точно, высказав предположение, что электроны претерпевают в некотором смысле «конденсацию», но не в пространстве координат, а в импульсном пространстве; вследствие этого возникает энергетическая щель между основным и возбужденным состояниями.

В 1950 г. был установлен важный экспериментальный факт: Эмануэль Максвелл из Национального бюро стандартов и (независимо от него) Рейнольдс, Бернард Серин, Райт и Несбитт из Рутгерского университета обнаружили, что значение  $T_{кр}$  для различных изотопов одного и того же элемента (ртути) различно, причем  $T_{кр}$  приблизительно обратно пропорционально квадратному корню из атомной массы. Этот факт указывал на то, что явление сверхпроводимости связано с взаимодействием электронов с колебаниями ионов решетки. Действительно, в том же году Герберт Фрелих из Ливерпульского университета, а год спустя Джон Бардин независимо предложили теории, развивающие это положение. Обе они были неудачны.

Однако механизм, связанный с взаимодействием этого типа, в конечном счете оказался правильным, поэтому здесь уместно обсудить его. Электроны взаимодействуют друг с другом непосредственно — кулоновское взаимодействие — и косвенно — через ионы решетки. Кулоновское взаимодействие может быть описано как результат обмена виртуальными квантами электромагнитного излучения, фотонами<sup>1</sup>. Аналогично взаимодействие через ионы решетки возникает вследствие обмена квантами ее колебаний, называемых фононами. Результирующее поведение электронов зависит от соотношения этих двух типов взаимодействия. Как Фрелих, так и

<sup>1</sup> В качестве грубой, но полезной классической аналогии можно привести следующую ситуацию. Два человека на очень гладкой поверхности (такой, как лед) бросают друг другу мяч, при этом они обмениваются энергией и импульсом, в результате чего возникает взаимодействие отталкивания.

Бардин установили, что второе взаимодействие имеет характер притяжения и может быть даже достаточно большим, чтобы преодолеть кулоновское отталкивание. Проблема состояла в том, чтобы найти способ использования этого результата.

В период 1950—1954 гг. Пиппард из Мондовской лаборатории Кембриджского университета снова вернулся к идее когерентности волновой функции и включил ее в теорию Лондонов. Приняв длину когерентности равной по порядку величины  $10^{-4}$  см, он смог получить правильное значение глубины проникновения в эффекте Мейснера — Оксенфельда. Также в 1950 г. советские ученые В. Л. Гинзбург и Л. Д. Ландау из Института физических проблем АН СССР обобщили теорию Лондонов другим путем, введя параметр порядка  $\omega$ , равный квадрату абсолютной величины волновой функции  $\psi$ . К этой концепции мы еще вернемся позднее. Гинзбург и Ландау вывели уравнения для функции  $\psi$ , которые особенно полезны в том случае, когда  $\omega$  изменяется в пространстве. В их теорию очень естественно входит длина когерентности  $\xi$  — в составе безразмерного параметра, равного обратному отношению  $\xi$  к глубине проникновения Мейснера — Оксенфельда.

Концепция щели в энергетическом спектре была впервые введена Лондонами еще в 1935 г., но первым явным свидетельством ее существования послужили эксперименты Хейнца Лондона в 1940 г. Сразу же после работы Пиппарда, касающейся когерентности, Бардин показал, что эта теория должна следовать из модели, включающей в себя такую щель. Концепция щели получила сильную поддержку после проведения в период 1950—1958 гг. ряда экспериментов, в которых измерялись теплопроводность, электронный вклад в теплоемкость, поверхностное сопротивление, а также поглощение и поглощение инфракрасного и СВЧ-излучения.

Фрелих и Бардин пытались решить эту задачу в рамках своей модели как преимущественно одночастичную, рассматривая взаимодействие через фононы как возмущение. Однако в 1951 г. Шафрот из Университета Сиднея заметил, что подобное рассмотрение неверно, ибо сверхпроводящее состояние очень существенно отличается от нормального. В 1955 г. он показал, что газ,

состоящий из заряженных бозонов — частиц, подчиняющихся статистике Бозе — Эйнштейна, должен конденсироваться при достаточно низкой температуре в сверхтекучее состояние — такое, которое рассматривалось в теории Гортера — Казимира. Шафрот и его коллеги, Джон Блатт и Стефен Батлер, пытались на этой основе создать теорию сверхпроводимости из первых принципов. Они рассматривали корреляции между парами частиц, возникающие вследствие взаимодействия посредством фононов, и пытались показать, что пары должны вести себя как заряженные бозоны (их нельзя рассматривать как связанное состояние в строгом смысле). Добиться некоторого успеха в этом направлении удалось, лишь предположив, что пары локализованы в пространстве. То есть расстояние между парами больше, чем размеры области, занимаемой каждой парой. Однако это предположение не позволило им объяснить многочастичные корреляции на относительно больших расстояниях, которые приводят к когерентности в сверхпроводящем состоянии.

Реальный выход из этой проблемы был найден в работе Купера, выполненной в 1956 г., где он показал, что из-за достаточно сильного притяжения благодаря решетке, действительно существует корреляция электронов, но не столько в пространстве координат, сколько в импульсном пространстве. Корреляция наиболее значительна, если оба электрона в паре имеют равные по величине и противоположно направленные импульсы; она быстро спадает с увеличением суммарного импульса. Далее Бардин, Купер и Шриффер рассмотрели ту добавку к энергии, которая возникает из-за корреляции, предполагая, что основная часть энергии одинакова как для нормального, так и для сверхпроводящего состояния. Затем они установили, что состояние с наименьшей энергией (при нулевой температуре) является таким, в котором все электроны спарены и каждая пара имеет нулевой суммарный импульс. Сильная корреляция по импульсу, согласно соотношению неопределенностей, означает большую протяженность в пространстве — в противоположность ситуации, возникающей в теории Блатта — Батлера — Шафрота, где центры масс огромного количества пар<sub>1</sub> (порядка миллиона) лежат в про-

странственном объеме, занимаемом одной парой<sup>1</sup>. Именно эта большая протяженность является причиной когерентности, которую постулировали Лондоны и Пиппард. Длина когерентности действительно оказывается порядка  $10^{-4}$  см. Когерентность не слишком сильна: так, если средний импульс пары даже незначительно отличается от импульса остальных пар, то эта пара распадается и становится частью нормальной электронной жидкости. Однако для того, чтобы преодолеть корреляцию и разорвать пару, необходима энергия; именно наличие энергии приводит к образованию щели в энергетическом спектре.

Следует отметить, что взаимодействие электрона с решеткой, которое здесь рассматривалось как механизм, ответственный за сверхпроводимость, с другой стороны, обуславливает обычное электрическое сопротивление. Поэтому в металле, являющемся хорошим проводником в обычном смысле слова, взаимодействие электронов с решеткой слабо, тогда как сверхпроводимость возможна только при условии достаточно сильного взаимодействия. Следовательно, очень хорошие проводники, такие, как благородные или щелочные металлы, не могут быть сверхпроводниками.

Основным параметром теории БКШ является энергия  $\Delta$ , которая возникает в этой теории при вычислении энергии основного состояния сверхпроводника для случая, когда электроны образуют однородный «газ». Если связь через фононы не слишком сильна (точная оценка несущественна для нашего обсуждения) — а это условие выполняется для большинства сверхпроводников, — то  $\Delta$  имеет значение  $1,75 kT_{кр}$ , где  $k$  — постоянная Больцмана. Разность энергий между основным сверхпроводящим состоянием и наинизшим нормальным состоянием при нулевой температуре оказывается равной  $N(0)\Delta^2/2$ , где  $N(0)$  — число состояний в единичном интервале энергии вблизи уровня Ферми. В действительности это очень малая величина: энергия, приходящаяся на одну частицу, соответствует приблизительно 10 мК. Более важен тот факт, что  $\Delta$  представляет собой мини-

<sup>1</sup> Наличие большого числа пар и когерентном объеме является источником трудностей в подходе Блатта — Батлера — Шафрота, поскольку это означает, что следует учитывать корреляцию не только для двух, но для любого четного числа частиц.

мальную энергию, которую нужно передать каждой частице, чтобы разорвать пару; поэтому энергетическая щель имеет ширину  $2\Delta$ .

Если на электроны действуют внешний потенциал и (или) магнитное поле, то  $\Delta$  также зависит от координаты и играет роль эффективного потенциала, действующего на каждую частицу пары. Вычисление энергии, в случае когда  $\Delta$  изменяется не слишком быстро, дает результат, абсолютно аналогичный тому, который получается в теории Гинзбурга — Ландау. В частности, тот же результат получается, если просто положить  $\Delta$  пропорциональной волновой функции  $\Psi$  в формулировке Гинзбурга — Ландау. Более того, доказано, что плотности заряда и тока как раз таковы, какими они должны быть для частиц с зарядом  $2e$ , описываемых квантово-механической волновой функцией<sup>1</sup>  $\Psi$ . Таким образом,  $\Psi$  в известном смысле является волновой функцией пар. Наше обсуждение удобно завершить, используя именно эти термины.

Функция  $\Psi$  зависит от координат и времени и может быть комплексной (то есть иметь действительную и мнимую части). Любую функцию с такими свойствами можно записать в виде

$$\Psi(r, t) = [\rho(r, t)]^{1/2} \cdot \exp[i\theta(r, t)],$$

где  $\rho$  и  $\theta$  — действительные величины и  $\rho$  всегда положительно. Амплитудная функция  $\rho$  связана с плотностью электрического заряда; конкретно, плотность заряда равна  $2e\rho$ . Как амплитудная функция  $\rho$ , так и фазовая функция  $\theta$  (точнее, пространственное изменение  $\theta$ ) входят в выражение для плотности тока, включающее и векторный потенциал  $\mathbf{A}$ , описывающий магнитное поле. Точная форма этого соотношения здесь не существенна. Важно, однако, что вместе с уравнениями Максвелла для электромагнитного поля оно приводит к уравнению для потенциала  $\mathbf{A}$  во внутренней области сверхпроводника. Решение последнего уравнения дает величину, пропорциональную  $\exp(-x/\lambda)$ , где  $x$  — расстояние от поверхности вглубь и  $\lambda$  — константа, характеризующая конкретный сверхпроводник и равная приблизительно

<sup>1</sup> Обычно при обсуждении сверхпроводимости термины «параметр порядка» или «щели» используются чаще, чем термин «волновая функция».

$2 \cdot 10^{-5}$  см. Таким образом, величина  $A$  — и вместе с ней магнитное поле — спадает до пренебрежимо малых значений на глубине, составляющей малую долю сантиметра. Это и есть уже известные нам эффект Мейснера — Оксенфельда и глубина проникновения  $\lambda$ .

То обстоятельство, что изменение  $\theta$  с координатой связано со сверхпроводящим током, лежит в основе явлений, описанных в гл. 14.

Скорость изменения  $\theta$  от времени имеет линейную составляющую, пропорциональную общей энергии пары (включая член, пропорциональный электростатическому потенциалу  $V$ ), и чисто квантовомеханический член, зависящий от изменения  $\rho$  с координатой и временем. Этот последний член может давать значительный вклад на границе сверхпроводника, но он равен нулю внутри него (из-за однородности плотности заряда). С другой стороны, зависимость  $\theta$  от времени объясняет причину идеальной проводимости: если бы существовало ненулевое сопротивление току пар, то образовалась бы разность потенциалов  $V$  между двумя выделенными точками, что вызвало бы появление возрастающей разности фаз между этими точками, равной  $2eVt/\hbar$ , и привело бы к разрушению основной корреляции.

Соотношение между разностью потенциалов и изменением  $\theta$  от времени также играет важную роль в явлениях, рассмотренных в гл. 14.

Наконец, интересна еще одна особенность. Суть ее в том, что пары в противоположность одиночным электронам не подчиняются принципу Паули. Во многих отношениях они ведут себя как частицы, подчиняющиеся статистике Бозе — Эйнштейна. В частности, не только допускается нахождение многих пар в одном и том же состоянии, но более того — чем больше пар находится в данном состоянии, тем больше вероятность того, что добавленные в систему новые частицы займут то же состояние, а не другое. Именно это свойство выделяет основное состояние БКШ как предпочтительное и обуславливает макроскопическое проявление когерентности. Оно также подчеркивает многочастичный характер теории БКШ и создает, во всяком случае, правдоподобную основу для теоретического описания заряда и тока в терминах волновой функции пары  $\Psi$ .

## ЛИТЕРАТУРА

### К главе 1

Оригинальные работы были опубликованы на немецком языке: Friedrich W., Knipping P., von Laue M., *Sitzungsberichte der königlichen Bayerische Akademie der Wissenschaften, Mathematische — Physikalische Abteilung*, 1912, 303; von Laue M., *ibid.*, 363. В сокращенном варианте первая работа в переводе на английский язык была напечатана в сборнике «Мир атома»<sup>1</sup>, т. I, стр. 832. В слегка измененной форме они опубликованы также в Friedrich W., Knipping P., von Laue M., *Annalen der Physik*, 41, 971 (1913); von Laue M., *ibid.*, 989.

Лауэ изложил историю вопроса в своей Нобелевской лекции («Нобелевские лекции»<sup>2</sup>, т. I, стр. 347).

Анализ Брэггов опубликован в Bragg W. L., *Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, 17, 43 (1912). Совместная работа отца и сына Брэггов была удостоена Нобелевской премии (см. «Нобелевские лекции», т. I, стр. 370).

Аннотированная библиография по вопросам, связанным с рентгеновскими лучами, дана Muldrew L., *American Journal of Physics*, 37, 123 (1969).

Обзор работ по рентгеноструктурному анализу дан в статье У. Л. Брэгга, *Рентгеновская кристаллография, УФН*, 97, 525, 1969 (перевод из журнала *Scientific American*, 219, 58, 1968). (Кроме того, по истории этих открытий можно рекомендовать Макс фон Лауэ, *История физики, ГИТТЛ, М.*, 1956.)

### К главе 2

Основные статьи: Thomson J. Z., Sir, *Philosophical Magazine*, 13, 561 (1907); 14, 359 (1907); 16, 657 (1908); 18, 821 (1909); 19, 424 (1910); 20, 752 (1910), 21, 225 (1911); 24, 209 (1912); *Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, 17, 201 (1914); Soddy Frederick, *Chemical News*, 107, 97 (1913); *Nature*, 92, 399 (1913). Aston F. W., *Philosophical Magazine*, 39, 449 (1920).

Обзоры: Thomson J. Z., Sir, *Proceedings of the Royal Institution*, 20, 140, 591 (1911—1913); *Proceedings of the Royal Society*, ser. A 89, 1 (1913); *Rays of Positive Electricity*, 2nd ed. (Longman, Green and Co Ltd., London, 1921). Сокращенный вариант статьи в *Proceedings of the Royal Society* приведен в сборнике «Мир атома», т. I, стр. 795.

<sup>1</sup> *World of the Atom*, Basic Books, N. Y., 1966.

<sup>2</sup> *Nobel Prize Lectures — Physics*, Elsevier Scientific Publishing Co., N. Y., 1964, 1965.

См. также Aston F. W., *Isotopes* (Pergamon Press, New York, 1955) (есть русский перевод: Астон Ф. У., *Изотопы*, Изд-во иностранной литературы, М., 1948).

### К главе 3

Статьи Мозли были опубликованы в *Philosophical Magazine*, 26, 1024 (1913) и 27, 703 (1914); они частично приведены в «Мире атома», т. 2, стр. 874.

Оригинальная работа ван ден Брука, о которой упоминалось на стр. 39, была опубликована в письме в *Nature*, 92, 372 (1913), воспроизведенном в сб. «Мир атома», т. 1, стр. 856.

История вопроса изложена в статье М. А. Ельяшевича «Периодический закон Д. И. Менделеева, спектры и строение атома» (*УФН*, 100, 5, 1970).

### К главе 4

Об исследованиях Камерлинг-Оннеса впервые докладывалось на заседаниях секции математики и физики Королевской академии наук в Амстердаме; работы были опубликованы на голландском языке в соответствующих Трудах. Затем они были переведены на английский язык и вышли под названием «Сообщения физической лаборатории Лейденского университета»: работы по ожигению гелия — № 108 (1908); по сверхпроводимости — № 119, 120, 122 и 124 (1911); 133 и 139 (1913) и 140 и 141 (1914). В последних двух работах речь шла о постоянстве тока в замкнутой сверхпроводящей цепи, о чем мы не упоминали в данной книге.

Работы Мейснера были опубликованы на немецком языке: Meissner W., Ochsenfeld R., *Naturwissenschaften*, 21, 787 (1933); а также *УФН*, 13, 639 (1933); Meissner W., Ochsenfeld R., Heidenreich F., *Zeitschrift für die gesamte Kälteindustrie*, 11, 125 (1934); Meissner W., *Physikalische Zeitschrift*, 35, 931 (1934) (перевод на русский язык в *УФН*, 15, 207, 1935).

Обзор работ Камерлинг-Оннеса, вплоть до открытия полевого эффекта, и оригинальная заметка Мейснера и Оксенфельда вошли в сборник *Superconductivity: Selected Reprint*, *Amer. Inst. Phys.*, N. Y., 1964; там же имеется аннотированная библиография. Расширенная библиография приведена в работе Ginsberg D. M., *American Journal of Physics*, 38, 949 (1970).

О более поздних работах по сверхпроводимости см. Шенберг Д., *Сверхпроводимость*, Изд-во иностранной литературы, М., 1955; Абрикосов А. А., *Современное состояние проблемы сверхпроводимости*, *УФН*, 87, 125, 1965.

### К главе 5

Общий обзор работ — вплоть до 1932 г. — можно найти в книге London F., *Superfluids*, vol. 2, Wiley, New York, 1954, p. 1—17.

Сверхтеплопроводность: Keesom W. H., Keesom A. P., *Physica*, 2, 557 (1935); 3, 359 (1936). См. также Allen J. F., Peirls R., Zaki Uddin M., *Nature*, 140, 62 (1937).

Сверхтекучесть: Kapitza P., *Nature*, 141, 74 (1938); Капица П. Л., *ДАН СССР*, 18, 21 (1938); Allen J. F., Meissner A. D., *Nature*, 141, 75 (1938), and *Proceedings of the Royal Society*, Ser. A172, 467 (1939).

Эффект фонтанирования: Allen J. F., Jones H., *Nature*, 141, 243 (1938); Allen J. F., Reekie J., *Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, 35, 114 (1939).

Перенос по пленке: Daunt J. G., Mendelssohn K., *Nature*, 141, 911 (1938); 142, 475 (1938); 143, 719 (1939); *Proceedings of the Royal Society*, Ser. A170, 423, 439 (1939); Kikoin A. K., Lasarev B. G., *Nature*, 141, 912 (1938); 142, 289 (1938); Кикоин А. К., Лазарев Б. Г., *ЖЭТФ*, 11, 573 (1941). О предварительных работах в этом направлении см. Kürti N., Rollin B. V., Simon F., *Physica*, 3, 266 (1936), особенно второе примечание на стр. 269; Rollin B. V. в *Actes du Septieme Congres International du Froid*, Vol. I (van Bockhoven J., Utrecht, the Netherlands, 1937), стр. 187. см. также Rollin B. V., Simon F., *Physica*, 6, 219 (1939).

Обзор работ до 1949 г. содержится в книге В. Г. Кеезома «Гелий» (Изд-во иностранной литературы, М., 1949) и приведенном и ней дополнении Е. М. Лифшица и Э. А. Андроникашвили. См. также Капица П. Л., *Сверхтекучесть гелия-II*, *УФН*, 93, 481, 1967 (перепечатка ранее опубликованного обзора *УФН*, 26, 133, 1944).

### К главе 6

Детальный отчет о первом эксперименте см. Rabi I. I., Millman S., Kusch P., Zacharias J. R., *The Physical Review*, 55, 526 (1939). Эта и ряд других работ по молекулярным пучкам собраны в сборнике «Молекулярные пучки. Избранные репринты»<sup>1</sup> (т. I — «Эксперименты с молекулярными пучками»; т. II — «Спектроскопия атомных и молекулярных пучков») (Американский физический институт, Нью-Йорк, 1965). Оба тома снабжены также аннотированной библиографией дальнейших работ с молекулярными пучками.

См. также Мейснер К., Применение атомных пучков в спектроскопии, *УФН*, 29, 333, 1946; Эстерман М., Техника молекулярных пучков, *УФН*, 32, 89, 1947; Келлог Б. М., Миллман С., Молекулярные пучки и магнитный резонансный метод. Радиочастотные спектры атомов и молекул, *УФН*, 34, 72, 1948 (перевод статьи Kellogg J. B. M., Millman S., *Rev. Mod. Phys.*, 18, 323, 1946).

### К главе 7

Оригинальное сообщение: Lamb W. E., Jr., Rutherford R. C., *The Physical Review*, 72, 241 (1947).

Развернутая работа: Lamb W. E., Jr., et al., *The Physical Review*, 79, 549 (1950); 81, 222 (1951); 85, 259 (1952); 86, 1014 (1952) и 89, 98 и 106 (1953).

Представляет интерес также статья, касающаяся измерения того же эффекта в ионизированном гелии: Lamb W. E., Jr., Skinner M., *The Physical Review*, 78, 539 (1950).

<sup>1</sup> Atomic and Molecular Beam Spectroscopy, *Amer. Inst. Phys.*, N. Y., 1965.



Первые две работы из серии развернутых статей полностью перепечатаны также в сборнике «Молекулярные пучки», т. II. См. также Нобелевскую лекцию Лэмба в сборнике «Нобелевские лекции», т. III, стр. 286.

В УФН, 45, 553, 1951, приведен перевод статьи Lamb W. E., Jr., et al., *The Physical Review*, 79, 549, 1950, на основании которой в основном написана эта глава.

## К главе 8

Оригинальное сообщение об этой работе — Kusch P., Foley H. M., *The Physical Review*, 72, 1256 (1947); Foley H. M., Kusch P., *ibid.*, 73, 412 (1948); Kusch P., Foley H. M., *ibid.*, 74, 250 (1948); см. также Нобелевскую лекцию П. Куша и особенно набросок дальнейшего развития вопроса, данный в Kusch P., *Physics Today*, 19, № 2, 23 (1966). Эта статья переведена на русский язык в УФН, 93, 159, 1967.

## К главе 9

Наиболее ранняя статья, по-видимому имеющая прямое отношение к проблеме развития транзисторов, — это статья Джона Бардина по поверхностным состояниям (*The Physical Review*, 71, 717, 1947). За ней последовали два письма, сообщавшие о подтверждении выводов теории: Brattain W. H., Schokley W., *The Physical Review*, 72, 345 (1947); Brattain W. H., *ibid.*

Письмо, в котором сообщалось о создании транзисторов: Bardeen J., Brattain W. H., *The Physical Review*, 74, 230 (1948); подробную статью см. Bardeen J., Brattain W. H., *The Physical Review*, 75, 1208 (1949).

Исчерпывающую историю исследований по полупроводникам можно найти у Pearson G. L., Brattain W. H., *Proceedings of the Institute of Radio Engineers*, 43, 1794 (1955); более кратко и менее официально история транзистора изложена в работе Brattain W. H., *The Physics Teacher*, 6, 109 (1968).

Другие аспекты теории см. в Weiner Ch., *IEEE Spectrum*, 10, 24 (1973), и Schokley W., *Proceedings of Conference on Public Need and the role of Inventor*, June 11—14, Monterey, California, NBS Publication № 388 (U. S. Government Printing Office, Washington D. C., 1974), chap. 9. См. также сборник «Нобелевские лекции»: Дж. Бардин (стр. 318); У. Шокли (стр. 344); В. Браттейн (стр. 377).

Первые работы по созданию транзистора на русском языке: Вавилов В. С., Усиление токов высокой частоты кристаллическими германиевыми триодами, УФН, 40, 120, 1950; Шокли В., Физика транзисторов, УФН, 64, 155, 1958.

## К главе 10

Первые три письма в редакцию: Wu C. S., Ambler E., Hayward R. W., Hoppes D. D., Hudson R. P., *The Physical Review*, 105, 1413 (1957); Garwin R. L., Lederman L. M., Weinrich M., *The Physical Review*, 105, 1415 (1957); Friedman J. I., Telegdi V. L., *The Physical Review*, 105, 1681 (1957).

Продолжение последнего письма появилось в Friedman J. I., Telegdi V. L., *The Physical Review*, 106, 1290 (1957).

Детали эксперимента на ускорителе в Невишской лаборатории описаны в диссертации Марселя Вейнриха, Колумбийский университет, 1958 (не опубликовано; издано лишь в виде доклада № NEVIS-56, в рамках объединенной программы ONR-AES). Работы, осуществленные в Брукхейвенской лаборатории, опубликованы в Abashian A., Adair R. K., Cool R., Erwin A., Kopp J., Leipuner L., Morris T. W., Rahm D. C., Rau R. R., Thorndike A. M., Whittemore W. L., Willis W. J., *The Physical Review*, 105, 1927 (1957).

Более подробно роль Ли и Янга рассмотрена в статье Bergstein J., Profiles: A Question of Parity, *New Yorker Magazine*, 12 May 1962, p. 49.

Работа по поляризации  $\beta$ -лучей представлена в Frauenfelder H., et al., *The Physical Review*, 106, 386 (1957), а ранние работы по двойному рассеянию см. в Grodzins L., *Proceedings of the National Academy of Science*, 45, 399 (1959); см. также Morrison P., *Scientific American*, 157, № 4, 45 (1957) и Нобелевские лекции Ли и Янга; три первых письма и статью Гродзенса с авторскими комментариями и дополнительным материалом можно найти в *Adventures in Experimental Physics*, vol.  $\gamma$  (World Science Education, Princeton, New Jersey, 1974), p. 93.

Литература на русском языке: Вайсенберг А. О., Новые данные о распаде  $\pi$ - и  $\mu$ -мезонов, УФН, 70, 429, 1960. О законах симметрии природы см. Вигнер Е., Нарушение симметрии в физике, УФН, 89, 453, 1966.

## К главе 11

Оригинальные статьи опубликованы на немецком языке: Mössbauer R. L., *Zeitschrift für Physik*, 151, 124 (1958); *Die Naturwissenschaften*, 22, 538 (1958) и *Zeitschrift für Naturforschung*, 14a, 211 (1959).

Английские переводы даны в сборнике *The Mössbauer Effect*, изданном Г. Фрауенфельдером (Benjamin W. A., New York, 1962) (см. также русский перевод: Фрауенфельдер Г., Эффект Мёссбауэра, «Мир», М., 1974).

Физическая сторона явления подробно рассмотрена в статье Euges L., *American Journal of Physics*, 33, 790 (1965). См. также Нобелевскую лекцию Мёссбауэра в третьем томе «Нобелевских лекций», а также сборник *Mössbauer Effect: Selected Reprints*, Amer. Inst. Phys., N. Y., 1963, в котором содержится аннотированная библиография.

На русском языке см. также Мёссбауэр Р., Резонансное ядерное поглощение  $\gamma$ -квантов в твердых телах без отдачи, УФН, 72, 658, 1960.

О применениях эффекта Мёссбауэра см. обзор В. И. Гольданского (УФН, 89, 333, 1966).

## К главе 12

Полный отчет об эксперименте можно найти в Reines F., Cowan C. L., Jr., Harrison F. B., McGuire A. D., Kruse H. W., *The Physical Review*, 117, 159 (1960).

Не перегруженный техническими деталями, обзор большой части работ, которые привели к окончательному эксперименту, дан Клайдом Л. Коуэном, мл., в Смитсониевском отчете<sup>1</sup> за 1964 г. (Смитсониевский институт, Вашингтон, 1965), стр. 409—430. См. также Reines F., Cowan C. L., Jr., *Physics Today*, 8, № 12 (1957); Рейнес Фр., Коуэн К. Л., мл., Нейтрино, УФН, 62, 381, 1957.

### К главе 13

Первое упоминание о действующем мазере было сделано в работе Gordon J. P., Zeiger H. J., Townes C. H., *The Physical Review*, 95, 282 (1954); детали можно найти в статьях Gordon J. P., *The Physical Review*, 99, 1253 (1955); Gordon J. P., Zeiger H. J., Townes C. H., *The Physical Review*, 99, 1264 (1955). Соображение о возможности распространения мазерного принципа на инфракрасный и оптический диапазоны приведены в работе Schawlow A. L., Townes C. H., *The Physical Review*, 112, 1940 (1958). Статьи по лазерам: Maiman T. H., *Physical Review Letters*, 4, 564 (1960); *Nature*, 187, 493 (1960); *British Communications and Electronics*, 7, 674 (1960); Maiman T. H., Hoskins R. H., Haenens I. J. D., Asawa C. K., Evtuhov V., *The Physical Review*, 123, 1151 (1961). Нобелевскую лекцию Тауиса см. Townes C. H., *Science*, 149, 831 (1968); интересные технические и социальные аспекты применения лазеров обсуждались в статье Townes C. H., *Science*, 159, 699 (1968). Подробный анализ развития исследований в период между созданием мазера и лазера дал Шавлов в сборнике Impact of Basic Research on Technology, ed. Kirupoglu B., Perlmutter A. (Plenum Press, New York, 1973), p. 113. См. также Lasers and Light (W. H. Freeman and Co., San Francisco, 1969, chaps. 19—31.

Дополнительная литература: Басов Н. Г., Прохоров А. М., Молекулярный генератор и усилитель, УФН, 57, 485 (1955); 59, 375 (1956); Басов Н. Г., Крохин О. Н., Попов Ю. М., Генерация, усиление и индикация инфракрасного и оптического излучения с помощью квантовых систем, УФН, 72, 161 (1960); Шавлов А., Оптические мазеры, 75, 569 (1961).

Примечания переводчиков к этой последней статье позволяют воссоздать несколько более объективную картину истории лазера и мазера, чем это сделано в данной главе.

### К главе 14

Роль туннелирования при исследовании сверхпроводников обсуждалась в статье Giaever J., Megerle K., *The Physical Review*, 122, 1101 (1961), эта статья содержала ссылки на предыдущие работы. См. также Fiske M. D., Giaever J., *Proceedings of the IEEE*, 52, 1155 (1964); Schmitt R. W., *Physics Today*, 14, № 12, 38 (1961).

Оригинальная статья Джозефсона, предсказывающая эффект, — Josephson B. D., *Physics Letters*, 1, 251 (1962), она имеет скорее реферативный характер; несколько более последовательное, хотя также довольно сложное представление дано в статье Josephson B. D., *Advances in Physics*, 14, 419 (1965). См. также Anderson P. W., *Phys-*

*sics Today*, 23, № 11, 23 (1970); Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М., Фейнмановские лекции по физике, т. 9, гл. 19 (М., «Мир», 1967).

Первое сообщение о наблюдении стационарного эффекта Джозефсона — Anderson P. W., Rowell J. M., *Physical Review Letters*, 10, 230 (1963), подтверждение содержалось в статье Rowell J. M., там же, 11, 200 (1963). Первое наблюдение проявления нестационарного эффекта Джозефсона описано в статье Shapiro S., там же, 11, 80 (1963). Детектирование СВЧ-излучения из перехода см. Giaever J., там же, 14, 904 (1965). Фактическое согласование излучения из перехода с внешними приборами см. Янсон И. К., Свистунов В. М., Дмитренко И. М., ЖЭТФ, 48, 976 (1965); Langenberg D. N., Scalapino D. J., Taylor B. N., Eck R. G., *Physical Review Letters*, 15, 294 (1965); см. также Langenberg D. N., Taylor B. N., *Scientific American*, 214, № 5, 30 (1966).

Интерференционная картина «от двух щелей» была впервые описана в статье Jaklevic R. C., Lambe J., Silver A. H., Mercereau J. E., *Physical Review Letters*, 12, 159 (1964); эффект воздействия векторного потенциала в отсутствие магнитного и области туннельного перехода — Jaklevic R. C., Lambe J. J., Silver A. H., Mercereau J. E., там же, 12, 274 (1964); подробное описание этой же работы — Jaklevic R. C., Lambe J., Mercereau J. E., Silver A. H., *The Physical Review*, 140, A 1628 (1965).

Предварительные измерения  $e/h$  были описаны в статье Langenberg D. N., Parker W. H., Taylor B. N., *The Physical Review*, 150, 186 (1966). Результаты точного эксперимента представлены в статье Parker W. H., Taylor B. N., Langenberg D. N., *Physical Review Letters*, 18, 287 (1967) [перевод: Паркер У., Тэйлор Б., Лангенберг Д., УФН, 94, 353 (1968)]; полное и детальное описание этого эксперимента — Parker W. H., Langenberg D. N., Denestein A., Taylor B. N., *The Physical Review*, 177, 639 (1969). Обсуждение результатов в связи с общей оценкой фундаментальных констант было представлено в работе Taylor B. N., Parker W. H., Langenberg D. N., *Reviews of Modern Physics*, 41, 375 (1969); см. также Taylor B. N., Langenberg D. N., Parker W. H., *Scientific American*, 223, № 4, 62 (1970); Clarke J., *American Journal of Physics*, 38, 1071 (1970).

Некоторые указания на другие применения эффекта содержались в цитированной выше статье Андерсона в журнале *Physics Today*; см. также Clarke J., *Science*, 184, 1235 (1974).

Кроме того, см. опубликованные в УФН, 116, 1975, «Нобелевские лекции по физике»: И. Живер «Туннелирование электронов и сверхпроводимость» (стр. 585) и Б. Джозефсон «Открытие туннельных сверхпроводящих токов» (стр. 597).

Дополнительно можно также рекомендовать обзор Г. Ф. Жаркова об эффекте Джозефсона, УФН, 88, 419, 1966.

### К главе 15

Первые предположения М. Гелл-Манна [*The Physical Review*, 125, 1067 (1962)] и Ю. Неемана [*Nuclear Physics*, 26, 222 (1961)] сформулированы в трудной для понимания математической форме. В общих чертах теория изложена в статье Chew G. F., Gell-Mann M., Rosenfeld A. H., *Scientific American*, 210, № 2, 74 (1964) (перевод см. УФН, 83, 695, 1964).

<sup>1</sup> *Smithsonian Report*, Smithsonian Inst., Wash., D. C.

Сообщение об эксперименте: Barnes V. E., et al., *Physical Review Letters*, 12, 204 (1964). См. также Fowler W. B., Samios N. P., *Scientific American*, 211, № 4, 36 (1964).

Состояние теории с точки зрения эксперимента к концу 1973 г. дано в статье Samios N. P., Goldberg M., Meadows B. T., *Reviews of Modern Physics*, 46, 49 (1974).

Современное состояние теории кварков и систематики адронов см. И. Намбу «Почему нет свободных кварков?» (УФН, 124, 147, 1978) (перевод из журнала *Scientific American*, 253, 48, ноябрь 1976).

## К главе 16

Первоначальное сообщение Пензиаса и Вильсона опубликовано в журнале *Astrophysical Journal*, 142, 419 (1965). Антенна описана Кроуфордом, Хоггом и Хантом в журнале *Bell System Technical Journal*, 40, 1095 (1961); радиометр — Пензиасом и Вильсоном в журнале *Astrophysical Journal*, 142, 1149 (1965); источник опорного сигнала — Пензиасом в журнале *Review of Scientific Instruments*, 36, 68 (1965).

В двух обзорах рассмотрено состояние вопроса на 1972 г. Один из них (Пензиаса — в сборнике *Cosmology, Fusion, and Other Matters*, Univ. Colorado Press, Boulder, Colorado, 1972, гл. 3) представляет собой общее рассмотрение. Другой сконцентрировал внимание на результатах измерения поглощения молекулами межзвездного газа [П. Тадеуса — в журнале *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 10, 305 (1972); *Annual Reviews, Inc.*, Palo Alto, California].

Измерения, решившие исход дела, были описаны Вуди, Мазером, Нишиока и Ричардсоном в журнале *Physical Review Letters*, 34, 1036 (1975).

Дополнительно можно рекомендовать обзоры: Зельдович Я. Б., Горячая модель Вселенной, УФН, 89, 647, 1966; Вебстер А., Космическое фоновое излучение, УФН, 119, 343, 1976.

## К приложению

Дальнейшее изложение теории БКШ см. Кирег L. N., *American Journal of Physics*, 28, 91 (1960), а также Фейнман Р. П., Лейтон Р. Б., Сэндс М., в сб. «Фейнмановские лекции по физике», т. III, гл. 19 (М., «Мир», 1967); там же содержится обсуждение эффекта Джозефсона. См. также Нобелевские лекции Шриффера, *Physics Today*, 26, № 7, стр. 23 (1973) и Дж. Бардина, там же, стр. 41.

Кроме того, см. Бардин Дж., Успехи в изучении сверхпроводимости, УФН, 102, 247, 1970.

## Предметный указатель

- Ааронова — Бома эффект** 317  
 Акцепторные уровни 172  
**Аммиак**, колебательные состояния молекулы 264  
 Антинейтрино гл. 12  
**Бальмера формула** 127  
 Бета-распад 199  
 — поляризация электронов 219  
 — сохранение момента импульса 237  
 — — энергии 237  
 БКШ-теория, приложение  
 Бозе — Эйнштейна конденсация 108, 362  
 Большого взрыва теория и космологии 349  
 Бора теория строения атома 42, 127, 152  
 Брэгга закон для рентгеновских лучей 21, 43  
 Валентная зона 171  
 Гелий. См. также Жидкий гелий  
 — кривая плавления 81, 85  
 — ожигение 58  
 — переход в твердую фазу 80  
 Гравитационное красное смещение 235  
 Джозефсона эффекты 296  
 Джоуля — Томсона эффект 60  
 Дирака теория 128, 153  
 Донорные уровни 174  
 Доплеровский сдвиг  
 — в гамма-излучении 224  
 — в оптической спектроскопии 100, 116, 130, 151  
 Дырки в твердом теле 172  
 Жидкий гелий. См. также Гелий  
 — вязкость 90  
 — две фазы 83  
 — диэлектрическая проницаемость 83  
 — ламбда-точка 83  
 — обратный эффект фонтанирования 110  
 — передача тепла по пленке 107  
 — получение 58  
 — сверхтекучесть 92  
 — сверхтекучие пленки 93  
 — скрытая теплота плавления 83  
 — теплоемкость 83  
 — теплопроводность 85, 88, 89, 105  
 — фонтанирования эффект 97  
 Зеемана эффект 133, 140, 154  
 Зона проводимости 171  
 Изомерный сдвиг энергии  $\gamma$ -лучей 235  
 Изотопы гл. 2  
 Инверсии температура 60  
 Инверсная заселенность 263  
 Индуцированное излучение  
 — условия существования 263  
 Квантование магнитного потока в сверхпроводнике 301  
 Кварки 347  
 Контактная разность потенциалов в полупроводниках 182  
 Куперовские пары 363  
 Лазер гл. 13  
 Ларморовская прецессия 116  
 Лептонный заряд 239  
 $\lambda$ -точка 83  
 Мазер гл. 13  
 Масс-спектрометрия 41  
 Мейснера — Оксенфельда эффект 72  
 Менделеева закон 39  
 Метастабильные состояния 132  
 Микроскопической обратимости принцип 240  
 Молекулярного пучка метод 114  
 Мультиплетные состояния атомов 327  
 Мюоний 211, 215, 216  
 Мюонов поляризация 206  
 Нейтрино и антинейтрино гл. 12  
 Носители заряда. Плотность в твердом теле 170  
 Отрицательная температура 281  
 Поверхностные состояния в полупроводнике 183

- Подвижность носителей заряда в твердом теле 170
- Положительные лучи
- методы обнаружения 24, 36
  - отношение заряда к массе 24
  - применение для анализов газов 36
- Полупроводники
- контактный потенциал 183
  - *n*-типа 178
  - *p*-типа 178
  - собственная проводимость 137
  - фотопроводимость 170
  - фотоэлектрический эффект 182
- Поляризация рентгеновских лучей 14
- электронов при  $\beta$ -распаде 219
  - ядра 200
- Правила отбора 130
- Правило *g*-сумм в атомной спектроскопии 165
- Принципы инвариантности. *См. также* Сохранение 194
- Разрешенные переходы 158
- Разряд в газах 23
- Радиоастрономия, происхождение 348
- Радиочастотная спектроскопия 131
- Рамановское рассеяние 261
- Редже* траектории 346
- Резонансная флюоресценция 222
- Релятивистская теория электромагнетизма 128
- Рентгеновские лучи
- брэгговское рассеяние 21, 43
  - интерференция 14
  - сплошной спектр 42
  - характеристический спектр 43
- Рубин, использование в лазерах 275
- Сверхпроводники
- взаимодействие электронов с решеткой 361, 364
  - замороженный поток 71
  - волновая функция пар 365
  - глубина проникновения 360, 362
  - двухжидкостная теория 360
  - длина когерентности 362
  - изотопический эффект 361
  - когерентность 361, 363, 365
  - критическое магнитное поле 70
  - критический ток 70
  - параметр порядка 362
  - электронные пары 284, 363
  - энергетическая щель 284, 362, 364
- Сверхтекучесть 92
- Сверхтонкая структура
- атома 112, 155
  - ядра 234
- Симметрия зеркальная 195
- Слабое взаимодействие 158
- Сохранение
- лептонного заряда 239
  - момента импульса при бета-распаде 237
  - странности 330
  - четности 196
  - энергии при бета-распаде 237
- Спин-орбитальная связь 155
- Спин электрона 128
- Странность 197, 330
- «Странные» частицы 329
- Структура атома 42, 114
- Супермультиплеты 333
- Транзистор гл. 9
- Туннелирование в сверхпроводнике гл. 14
- Туннельный переход, изготовление 293
- Фабри — Перо* интерферометр 274
- Ферми* энергия 174
- Фотопроводимость 169
- Холла эффект 170
- Четность 193
- в квантовой механике 195
  - сохранение 196
- Штарка эффект 133
- Шум тепловой 349
- Электрическая проводимость
- в металлах 56
  - в полупроводниках 170
- Энергетические зоны в твердом теле 171
- Ядерный магнитный момент гл. 6