

ДЖ. ВИЛЬСОН

КАМЕРА ВИЛЬСОНА

Перевод с английского

Ю. Л. КОКУРИНА и Л. Т. БАРАДЗЕЙ

Под редакцией

П. А. ЧЕРЕНКОВА

И * Л

ИЗДАТЕЛЬСТВО

ИНОСТРАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

Москва, 1954

THE PRINCIPLES OF CLOUD-CHAMBER TECHNIQUE

by
J. G. WILSON

Cambridge

1951

А Н Н О Т А Ц И Я

В книге рассматриваются физические явления, на которых основана работа камеры Вильсона, описываются принципы действия камер различного типа, способы фотографирования, а также вопросы управления работой камеры при помощи счетчиков.

Большое место в книге занимает изложение методов измерения импульсов частиц и определения углов отклонения. В ходе изложения особое внимание автор обращает на точность измерений, а также анализирует причины, которые могут влиять на качество получаемых следов.

ИЗ ПРЕДИСЛОВИЯ АВТОРА

При подготовке настоящей книги я имел в виду главным образом потребности тех научных работников, которые используют или собираются использовать камеру Вильсона и которым может помочь оценка возможностей применения камеры Вильсона для производства точных измерений. Я по возможности старался избегать описания деталей конструкции или подробностей работы с камерой, так как в настоящее время существует много конструктивных вариантов камеры и методов работы с ней.

В книгу включены главы, посвященные конденсации, ионизации, а также проблеме установления и поддержания пересыщения, поскольку эти явления лежат в основе действия любой камеры Вильсона. Я также довольно подробно рассматриваю методы измерения, причем большинство примеров взято из работ по изучению космических лучей, так как именно в этой области были впервые применены многие улучшения методов измерения.

Дж. Вильсон.

Манчестер, август 1948 г.

Глава I

КОНДЕНСАЦИЯ ПАРА И РОСТ КАПЕЛЬ

§ 1. Центры конденсации

Исследования Кулье [1] и Айткена [2] впервые привлекли внимание к тому факту, что для конденсации в объеме пересыщенного пара необходимо присутствие центров конденсации, на которых образуются капли жидкости. Было обнаружено, что во влажном, слегка пересыщенном воздухе в присутствии дыма образуется плотный туман. Если воздух профильтровать через слой ваты или повторить образование тумана в том же объеме газа, то плотность тумана уменьшается. Центрами конденсации являются частицы пыли различных размеров, которые можно удалить из исследуемого объема последовательными образованиями тумана. В очищенном таким образом газе даже при значительном адиабатическом расширении не будут образовываться капли.

Кулье заключал воздух с некоторым количеством воды в сосуд, соединенный с пустым резиновым баллоном. Пересыщение в сосуде достигалось резким освобождением предварительно сжатого баллона. Кулье нашел, что уже небольшое расширение в сосуде с неочищенным воздухом сопровождается образованием большого числа капель. Если после этого воздух оставался в закрытом сосуде в течение нескольких дней, то при том же расширении образовывалось значительно меньшее число капель. Такое же уменьшение числа капель наблюдалось, если перед заполнением сосуда воздух был профильтрован через вату.

В ранних опытах Айткена пересыщение создавалось вдуванием пара в большой сосуд, содержащий исследуемый газ. Позднее он использовал метод расширения, подобный применявшемуся Кулье, с работами которого Айткен не был знаком. Им также было показано, что в чистом воздухе не образуется большого числа капель жидкости и что изолированный объем воздуха может быть очищен

последовательными расширениями, в результате которых образовавшиеся капли оседают на дно, увлекая за собой частицы пыли. Айткен сконструировал прибор для определения числа центров конденсации в пробах воздуха и провел обширные исследования содержания пыли в воздухе. Он обнаружил, что количество частиц пыли меняется от 500 в 1 см^3 воздуха в местах, удаленных от человеческого жилья (наименьшее полученное им значение было равно около 50 в 1 см^3), до 10^6 в 1 см^3 в условиях города и достигает еще больших значений в помещении в присутствии пламени [3].

Айткен также показал, что различные частицы неодинаково эффективны: в то время как на одних конденсация начинается при малом значении расширения, равном 1,004 для водяного пара в воздухе, другие требуют расширения, достигающего 1,02. Однако он не мог окончательно выяснить, будет ли происходить конденсация в совершенно чистом воздухе при очень больших расширениях.

Ч. Вильсон [4, 5] в своих классических опытах по определению условий конденсации в чистом влажном воздухе установил две критические величины пересыщения, соответствующие границам появления конденсации на различных центрах. При нижней границе, соответствующей для водяного пара в воздухе примерно четырехкратному пересыщению, начинается конденсация на ионах газа. Вильсон назвал ее границей капельной конденсации, так как в обычных условиях число образующихся капель мало и они могут вырасти до видимых размеров. Верхняя граница, соответствующая примерно восьмикратному пересыщению, названа Вильсоном границей образования тумана. Эта граница не является резкой, так как число эффективных центров быстро и непрерывно возрастает с увеличением пересыщения. Центрами конденсации в этом случае являются, по видимому, незаряженные образования из нескольких молекул. После появления тумана и его последующего испарения было обнаружено присутствие центров конденсации, эффективных при малых пересыщениях. Они удалялись повторными расширениями, подобно тому, как Айткен удалял частицы пыли.

Таким образом, в свободном от пыли газе различают следующие три главные группы центров конденсации:

а) центры, образованные на ионах газа (заряженные центры);

б) незаряженные малые частицы (повидимому, образования из нескольких молекул);

в) центры, появляющиеся после испарения (неиспарившиеся капли) и эффективные при самых малых пересыщениях.

Назначение камеры Вильсона состоит в изучении движения ионизирующих частиц путем наблюдения капель, образующихся на ионах, созданных вдоль траектории частицы. Поэтому необходимо учитывать все центры конденсации. Желательно, чтобы капли образовывались только на недавно появившихся ионах.

Капли, образующиеся на ионах газа, представляют интерес лишь до тех пор, пока они могут быть отождествлены с траекторией определенной частицы. Поэтому старые заряженные центры, которые могут находиться далеко от места своего возникновения, удаляются из рабочего объема газа электрическим полем (очищающее поле).

Небольшие незаряженные центры всегда присутствуют в газе. Благодаря этому работа камеры Вильсона возможна лишь с такой комбинацией газа и пара, для которой конденсация на этих центрах начинается при заметно более высоком пересыщении, чем то, которое необходимо для конденсации на ионах. Это условие выполняется для большого числа комбинаций газа и пара, но требует тщательного удаления определенных примесей.

Конденсации на неиспарившихся каплях избежать нельзя. Такие неиспарившиеся капли могут быть удалены из рабочего объема камеры несколькими последовательными дополнительными расширениями, сопровождающими каждое полное расширение до границы конденсации на ионах.

Ниже рассматривается процесс конденсации пара на центрах конденсации, следуя теории Томсона [6]. Эта теория состоит в феноменологическом описании свойств очень малых капель с радиусом, сравнимым со средними расстояниями между молекулами в жидкой фазе, при помощи макроскопических характеристик. Более полное исследование очень малых капель дано Френкелем [7] (см. гл. VII). Следует отметить, что использование недостаточно обоснованной формы зависимости поверхностного натяжения от размеров капли, вводимой ниже, повидимому, не влияет на результаты в той области, для которой понятие поверхностного натяжения еще имеет смысл.

§ 2. Равновесие заряженных капель

Поверхностная энергия капли радиуса a с зарядом q и поверхностным натяжением T , находящейся в среде с диэлектрической постоянной ϵ_1 , равна

$$4\pi a^2 T + \frac{1}{2} \frac{q^2}{\epsilon_1 a}.$$

Изменение радиуса на δa ведет к изменению энергии на величину

$$\frac{d}{da} \left(4\pi a^2 T + \frac{1}{2} \frac{q^2}{\epsilon_1 a} \right) \delta a.$$

Испарение (или конденсация) с плоской поверхности происходит без подобного изменения энергии. Это изменение энергии (при уменьшении радиуса) следует приравнять работе пара, образованного в результате испарения капли, соответствующей переходу от равновесного давления p до давления насыщенного пара над плоской поверхностью p_0 . Таким образом,

$$\frac{d}{da} \left(4\pi a^2 T + \frac{1}{2} \frac{q^2}{\epsilon_1 a} \right) \delta a = 4\pi a^2 \delta a \frac{R\theta}{M} \ln \frac{p}{p_0},$$

где R — газовая постоянная, M — молекулярный вес пара, θ — абсолютная температура и σ — плотность капли. Это уравнение можно записать в виде

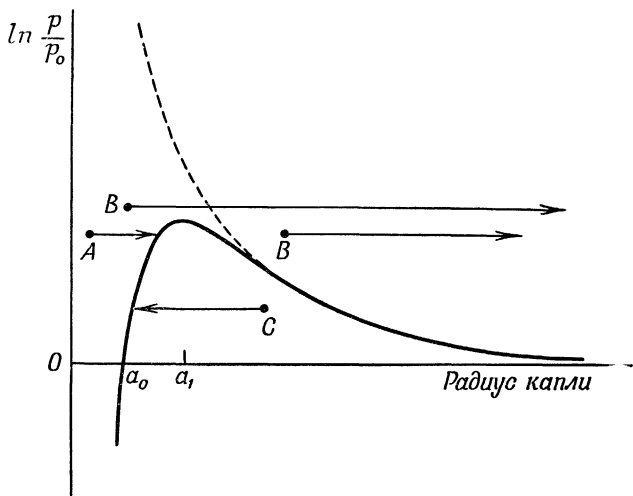
$$\frac{R\theta\sigma}{M} \ln \frac{p}{p_0} = \frac{2T}{a} + \frac{dT}{da} - \frac{q^2}{8\pi\epsilon_1 a^4}. \quad (1)$$

Практически приходится иметь дело с каплями, заряд которых равен заряду одного электрона. Наличие заряда приводит к поляризации капли. При этом эффективный заряд капли зависит от диэлектрической постоянной ϵ_2 жидкости капли. Согласно Томферу и Фолмеру [8], в этом случае уравнение (1) запишется в виде

$$\frac{R\theta\sigma}{M} \ln \frac{p}{p_0} = \frac{2T}{a} + \frac{dT}{da} - \left(\frac{1}{\epsilon_1} - \frac{1}{\epsilon_2} \right) \frac{q^2}{8\pi a^4}, \quad (2)$$

где, как было указано Томфером и Фолмером и Глозионом [9], ϵ_1 и ϵ_2 могут заметно отличаться от макроскопических значений диэлектрических постоянных.

Если предположить, что величина поверхностного натяжения T , входящего в уравнения (1) и (2), не зависит от радиуса капли, то изменение равновесного пересыщения



Ф и г. 1. Зависимость равновесного пересыщения от радиуса капель для малых капель. Сплошная кривая - для заряженных центров, пунктирная - для незаряженных.

p/p_0 с изменением радиуса капли может быть представлено кривой, показанной сплошной линией на фиг. 1, где

$$a_0^3 = \frac{q^2}{16\pi T} \left(\frac{1}{\epsilon_1} - \frac{1}{\epsilon_2} \right)$$

и

$$a_1^3 = \frac{q^2}{4\pi T} \left(\frac{1}{\epsilon_1} - \frac{1}{\epsilon_2} \right).$$

Кривая делит пространство, в котором каждая точка определяет условие существования капли данного радиуса при данном давлении пара, на две области: точки выше кривой соответствуют каплям, окруженным паром, который конденсируется на них, поэтому эта область является областью роста капель; наоборот, область под кривой является областью испарения. Не останавливаясь пока на вопросе испарения капель, заметим, что область роста

капель можно разбить на две части в зависимости от того, попадет ли точка в результате дальнейшего роста капли на кривую, или нет. Если в результате конденсации на капле соответствующая точка попадает на кривую, то рост приостановится прежде, чем капля достигнет видимых размеров (точка A на фиг. 1). Если же точка не попадает на кривую (точка B), то капля растет неограниченно до тех пор, пока внешние причины не устранят пересыщение. В камере Вильсона вначале не существует капель типа B . Однако если при адиабатическом расширении полученное пересыщение больше, чем равновесное значение, соответствующее радиусу a_1 , то капли типа A переходят в капли типа B .

Порядок величины соответствующего пересыщения может быть легко найден. Для капли воды при 0°C , несущей заряд, равный заряду одного электрона,

$$a_1 = 6 \cdot 10^{-8} \text{ см}, \quad \left(\frac{p}{p_0} \right)_{a_1} = 4,2. \quad (3)$$

Последняя величина хорошо согласуется с границей капельной конденсации, экспериментально определенной Ч. Вильсоном.

§ 3. Рост капель на заряженных центрах

В первом приближении ионы, образованные во влажном газе, становятся центрами возникновения первичных капель жидкости с радиусом a_0 в насыщенном паре и несколько меньшего радиуса в ненасыщенном паре. Капля с радиусом a_0 соответствует объединению около 10 молекул. Если теперь в окружающем объеме создается пересыщение, то такие заряженные капли начинают расти в соответствии с увеличением равновесного радиуса до тех пор, пока не будет достигнуто пересыщение $(p/p_0)_{a_1}$. После этого все капли вырастают до видимых размеров.

При более подробном рассмотрении обнаруживаются следующие особенности:

1) ионы одинакового знака становятся эффективными центрами конденсации не при одном и том же строго определенном значении пересыщения;

2) для начала неограниченного роста капель положительные и отрицательные ионы требуют различного пересыщения.

Эти особенности могут быть объяснены на основании описанной выше схемы роста капель. Критический радиус a_1 для воды соответствует каплям, состоящим примерно из 30 молекул. Зависимость энергии капли от числа молекул в ней выражена слабо. Поэтому имеются существенные флуктуации числа молекул в капле, и размер капли не будет строго определенным, а будет описываться некоторым статистическим распределением со средним размером, соответствующим примерно 30 молекулам. Зависимость критического пересыщения от знака заряда центра конденсации появляется у жидкостей с сильно поляризованными молекулами (примером может служить вода), ориентирующимися в поверхностном слое. Это явление не учтено в уравнении (2), и соответствующих расчетов до сих пор не проведено. В табл. 1 приведены полученные Шаррером [10] значения критических пересыщений, необходимых для роста капель на ионах в парах различных жидкостей. В этой таблице $(p/p_0)_{\text{теор.}}$ — значения, рассчитанные при помощи уравнения (1), а $(p/p_0)_{\text{эксп.}}$ — измеренные значения для конденсации на ионах того знака, на которых конденсация происходит при меньшем пересыщении. Если указываются оба знака заряда ионов, то значения критических пересыщений для обоих знаков заряда совпадают.

Таблица 1

Пар	M	σ , г/см ³	T , дин/см	$(p/p_0)_{\text{теор.}}$	$(p/p_0)_{\text{эксп.}}$	Знак иона
H ₂ O	18	1,00	76,5	4,46	4,14	—
C ₂ H ₅ OH	46	0,81	23,1	2,52	1,94	+
CH ₃ OH	32	0,81	24,7	2,07	2,95	+
C ₆ H ₆	78	0,92	33,3	11,40	4,94	+, —
CCl ₄	154	1,63	31,1	12,70	6,0	+, —
CHCl ₃	119	1,50	30,3	7,4	3,45	+
C ₆ H ₅ Cl	112	1,15	38,0	30,0	8,9	—

§ 4. Конденсация на незаряженных центрах

Для незаряженных центров уравнения (1) и (2) принимают вид

$$\frac{R^0 \sigma}{M} \ln \frac{p}{p_0} = \frac{2T}{a} + \frac{dT}{da}. \quad (4)$$

Таким образом, при отсутствии специальных предположений о зависимости поверхностного натяжения от размера капель нет механизма, определяющего критическое пересыщение, подобного тому, который имеет место для заряженных центров. Опыт показывает, однако, что наблюдается рост капель и на незаряженных центрах, причем число эффективных центров конденсации быстро возрастает с ростом пересыщения. Границей образования тумана Ч. Вильсон назвал такое пересыщение во влажном воздухе, при котором число центров становится так велико, что образуется сплошной туман. Это явление наблюдается при восьмикратном пересыщении. Им было показано также, что в различных газах, как, например, в кислороде, водороде и двуокиси углерода, величина этого пересыщения остается той же самой. Это означает, по видимому, что центры конденсации не включают в себя молекул газа.

Такие центры конденсации следует рассматривать как незаряженные объединения молекул пара, размеры которых описываются статистическим распределением, подобно тому, как это было для заряженных центров. Однако в отличие от последних максимум статистического распределения соответствует в данном случае одиночной молекуле. Поэтому, в то время как при наличии заряженных центров конденсация происходит на большинстве из них, на незаряженных центрах при тех же пересыщениях дальнейший рост капель будет происходить в очень редких случаях, только на наиболее крупных объединениях молекул, возможных вследствие флуктуаций.

Условия равновесия таких центров жидкой фазы в пересыщенном паре исследовали Фолмер и Вебер [11], Фаркаш [12] и другие авторы. Была сделана оценка пересыщения, при котором образуется достаточно много центров конденсации, могущих вырасти до видимого размера. При постоянной величине поверхностного натяжения число центров $Z(a)$, достигающих радиуса a , в 1 см^3 за 1 сек. дается Фолмером и Флудом [13] в виде

$$Z(a) = C(\alpha p_0) \frac{M}{N\sigma} \sqrt{\frac{T}{k\theta} e^{-\frac{4}{3} \frac{\pi a^3 T}{k\theta}}}, \quad (5)$$

где C — некоторая постоянная, (αp_0) — среднее число ударов молекул о площадку размером в 1 см^2 за 1 сек., N — число Авогадро и k — постоянная Больцмана.

При помощи выражения для $Z(a)$ можно определить величину пересыщения, необходимого для конденсации на незаряженных центрах. Для этого Фолмер, Вебер и некоторые другие авторы принимали, что $Z(a)=1$ определяет по порядку величины значение пересыщения, при котором в камере Вильсона появляются первые капли на незаряженных центрах. Следует отметить, что этот критерий соответствует гораздо меньшему количеству незаряженных центров, нежели введенная Ч. Вильсоном граница образования тумана. Шаррер, например, измерял границу пересыщения, при которой плотность капель на незаряженных центрах достигала 1—5 капель на 1 см^3 . Критическое пересыщение определяют затем из уравнения (4), подставив в него значение a из выражения (5), в котором принято, что $Z(a)=1$. Тогда

$$R\theta \frac{\sigma}{M} \ln \left(\frac{p}{p_0} \right)_{\text{кр.}} = \frac{2T}{a},$$

$$\frac{4}{3} \frac{\pi a^2 T}{k\theta} = \ln \left[C (\alpha p_0) \frac{M}{N\sigma} \sqrt{\frac{T}{k\theta}} \right]$$

и

$$\ln \left(\frac{p}{p_0} \right)_{\text{кр.}} = \frac{4TM}{R\theta\sigma} \left(\frac{\pi T}{3k\theta} \right)^{\frac{1}{2}} \left\{ \ln \left[C (\alpha p_0) \frac{M}{N\sigma} \sqrt{\frac{T}{k\theta}} \right] \right\}^{-\frac{1}{2}}, \quad (6)$$

или

$$\ln \left(\frac{p}{p_0} \right)_{\text{кр.}} = K \left(\frac{T}{\theta} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{M}{\sigma}, \quad (7)$$

если пренебречь небольшим изменением логарифмического члена.

Постоянная C в выражении (5) оценивалась различными путями Беккером и Дёрингом [14] и Френкелем [7]. Этот вопрос чрезвычайно сложен. Когда устанавливается пересыщение, статистическое равновесие наиболее мелких капель жидкости, присутствующих в первоначальном насыщенном паре, переходит в метастабильное равновесие, почти повторяющее истинное равновесное распределение.

С другой стороны, для более крупных капель равновесное состояние не устанавливается и число капель, могущих вырасти до видимых размеров, статистически

пренебрежимо малó. Поведение капель промежуточных размеров с радиусом порядка критического радиуса не может быть установлено однозначно. Однако определение абсолютной величины $Z(a)$ не имеет практического смысла, поскольку она заметно меняется в зависимости от ряда факторов, и особенно сильно от поверхностного натяжения T . Вопрос о конденсации пара на статистических объединениях молекул, которые действуют как центры жидкой фазы, был детально рассмотрен Френкелем [7] (см. гл. VII).

Фолмер и Флуд [13] показали, что приведенное выше уравнение (7) для зависимости критического пересыщения от макроскопической величины поверхностного натяжения и молекулярного объема достаточно хорошо выполняется для воды и некоторых органических жидкостей. Существенное расхождение наблюдается только для метилового спирта. Результаты этих авторов приведены в табл. 2. Теоретические и экспериментальные данные для воды совмещены. (Экспериментальные данные, приведенные в этой таблице, несколько меньше значений, полученных Ч. Вильсоном и другими авторами, так как эти данные соответствуют меньшей плотности центров конденсации.)

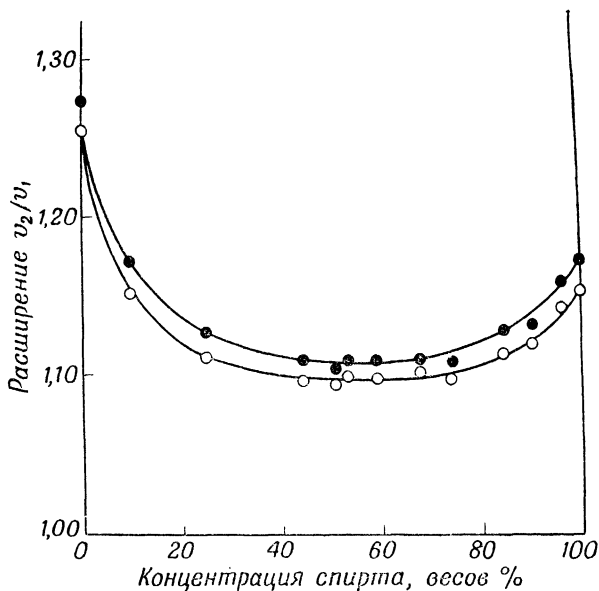
Таблица 2

Жидкость	Температура после расширения, °K	M	σ , г/см ²	T, дин/см	$(p/p_0)_{кр.}$	
					теоретическое значение	экспериментальное значение
Вода	264	18,0	1,00	77,0	(4,85)	4,85
Метилловый спирт . .	270	32,0	0,81	24,8	1,84	3,20
Этиловый спирт . .	273	46,0	0,81	24,0	2,30	2,34
n-пропиловый спирт	270	60,1	0,82	25,4	3,20	3,05
Изопропиловый спирт	265	60,1	0,81	23,1	2,90	2,80
Бутиловый спирт . .	270	74,1	0,83	26,1	4,50	4,60
Нитрометан	252	61,0	1,20	40,6	6,25	6,05
Этилацетат	240	88,1	0,94	30,8	11,0	12,3

§ 5. Конденсация смеси паров

Флуд [15] показал, что соотношение между критическим пересыщением, поверхностным натяжением и молекулярным объемом может быть распространено и на случай

конденсации смеси паров. Результаты его исследований для смеси этилового спирта и воды, имеющей большое практическое значение, представлены в табл. 3. Как и в



Ф и г. 2. Критическое расширение для конденсации на ионах (○) и на центрах фона (●) в смеси воды и спирта [15].

табл. 2, для чистой воды теоретическое значение совмещено с экспериментальным. Эти же результаты изображены графически на фиг. 2.

Таблица 3

Содержание спирта в жидкости, мол. %	Температура после расширения, °К	Эффективное значение M/σ , см ³ /г·моль	T , дин/см	$(p/p_0)_{кр.}$	
				теоретическое значение	экспериментальное значение
0	264	18,0	77,0	(4,85)	4,85
3,9	273	19,4	51,3	3,30	2,64
11,5	276	22,1	36,8	2,45	1,97
35,3	280	—	—	1,92	1,75
67,1	277	—	—	1,70	1,62
77,9	275	47,8	25,4	1,97	1,77
100	273	57,1	24,0	2,30	2,34

Позднее работа Флуда была продолжена Бекон [16], который исследовал изменение критического пересыщения для смесей низших спиртов с водой. Во всех случаях были обнаружены изменения пересыщения, имеющие тот же характер, что и в исследованиях Флуда, в то же время для смесей различных спиртов не было обнаружено минимума критического пересыщения

§ 6. Граница образования фона. Влияние загрязнений

Для всех применяемых жидкостей разница между пересыщением, при котором происходит достаточно полная конденсация на ионах, и тем пересыщением, при котором сильно возрастает плотность капель, образующихся на незаряженных центрах, обычно невелика. Более того, присутствие в камере загрязняющих веществ на практике понижает вышеупомянутое значение пересыщения для образования фона (конденсация на незаряженных центрах) настолько, что оно может стать даже меньше пересыщения, необходимого для конденсации на ионах.

Можно предполагать, что некоторые вещества даже при малой концентрации понижают границу пересыщения для конденсации на незаряженных центрах. Опыт подтверждает это предположение. Пока имеются только эмпирические сведения о веществах, увеличивающих фон в камере, и об обработке загрязненной аппаратуры.

Ч. Вильсон [5] изучал влияние металлических поверхностей на образование фона. Он использовал камеру, разделенную на две одинаковые части, в одной из которых помещался образец материала, а другая действовала как контрольная. Оказалось, что все исследованные материалы не производят центров конденсации, эффективных в области низких пересыщений, где имеет место исследованная Айткеном конденсация на частицах пыли. Но они в большей или меньшей степени могут давать центры конденсации, эффективные в интервале расширений от 1,252 (начало конденсации на ионах во влажном воздухе) до 1,38 (граница образования фона), и в редких случаях — центры конденсации, эффективные немного ниже границы конденсации на ионах. Было установлено, что амальгамированный цинк дает наибольшее количество центров конденсации, полированные цинк и свинец — меньше, а полированные медь и олово — очень мало. Старая свинцовая поверхность

дает гораздо меньше центров конденсации, чем свежеработанная. В водороде для всех металлических поверхностей эффект загрязнения очень мал.

Центры конденсации, образующиеся в присутствии металлических поверхностей, не убираются электрическим полем. Это дало основание Вильсону сопоставить их с другими похожими центрами конденсации, также не чувствительными к электрическому полю, образующимися при ультрафиолетовом освещении в воздухе и в меньшей степени в углекислом газе. В чистом водороде таких центров не образуется. Выяснилось, что при длительном освещении эти центры могут вырасти до видимых размеров без расширения. Такие центры были обнаружены в кислороде и водяном паре, предварительно хорошо очищенных и заключенных в сосуд, не содержащий резины или органических замазок. В сходящемся пучке ультрафиолетовых лучей наиболее интенсивное образование центров конденсации и их последующий рост наблюдались в области фокуса, а не вблизи освещенных стенок сосуда. На основании этих опытов Вильсон вывел заключение, что эти центры являются каплями воды, содержащими перекись водорода в качестве нелетучего растворенного вещества. Количество перекиси водорода в каждой капле увеличивается при продолжительном освещении ультрафиолетовыми лучами, что ведет к увеличению равновесного диаметра капли (см. § 2 этой главы). Вильсон также предположил, что центры конденсации, возникающие в присутствии металлов, имеют ту же природу. Исследования Шонбейна, показавшие, что при встряхивании амальгамированного цинка с водой и кислородом образуется перекись водорода, подтвердили это предположение. В этом случае можно ожидать, что центры конденсации будут развиваться из каждой отдельной молекулы перекиси водорода, так как нет условий для увеличения размеров такого центра за счет дальнейшего образования в нем перекиси водорода после того, как этот центр отделился от металлической поверхности. Других экспериментов в этой области не проводилось.

В то время как незначительные загрязнения всегда понижают границу образования фона, возможно, что вещества, присутствующие в значительной концентрации, могут изменять вид распределения по размерам молекулярных объединений таким образом, что граница конденсации на

центрах фона повышается. Бек [16] показал, что добавление ацетона к смеси спирта и воды (до 25% всей жидкости) действует именно таким образом. Однако этот эффект незначителен и механизм его не ясен. Возможно, что выяснение природы загрязнителей, понижающих границу образования фона, позволит подобрать вещества, аналогичные геттерам, применяемым в вакуумной технике, введение которых будет способствовать устранению загрязнений. Если верно предположение Вильсона об образовании перекиси водорода в присутствии металлических поверхностей, то такие «геттеры» должны быть использованы в качестве покрытия металлических поверхностей, для того чтобы воздействовать на перекись водорода в момент образования, до развития на ней капель.

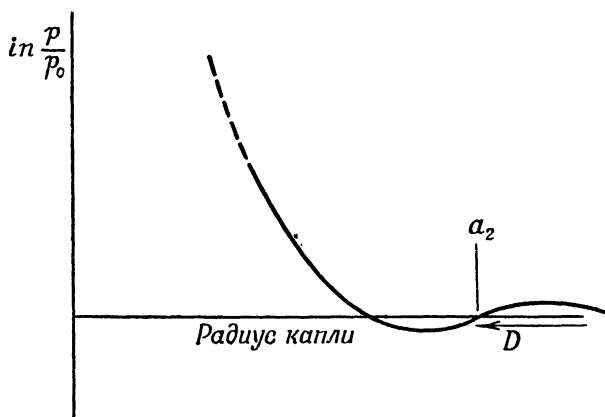
Неопубликованные результаты опытов Ди подтверждают, что в камерах обычного типа начальный фон даже при соблюдении всех предосторожностей обусловлен наличием загрязняющих веществ, повидимому перекиси водорода. В используемой им камере после адиабатического расширения через определенный интервал времени могло следовать небольшое адиабатическое сжатие, что позволяло поддерживать пересыщение в области между критическими значениями в течение заданного короткого промежутка времени. Для очень слабого фона в камере (до 10 капель в 1 см^3), для которого в течение промежутка времени между расширением и сжатием выполняются условия конденсации на центрах фона, Ди не обнаружил изменения плотности фона в камере в зависимости от величины этого промежутка времени. Этот результат показывает, что «время жизни» центров, ответственных за появление фона в камере, по крайней мере, сравнимо с временем чувствительности рассматриваемой камеры, равным около 0,1 сек.

Соотношение между степенью конденсации на ионах и пересыщением, соответствующим появлению фона, имеет большое значение для нормальной работы камеры. В очень чистой камере следы быстрых частиц можно наблюдать от пересыщения, при котором только начинается конденсация на ионах, до пересыщения, при котором плотность фона становится значительной. Это позволяет выбрать то пересыщение, при котором условия освещенности, плотности следа и контрастности по отношению к фону наиболее благоприятны. Эти условия мало зависят от количества конденсирующегося пара и в основном определяются числом

ионов, на которых происходит конденсация, до тех пор, пока не будет достигнуто пересыщение, при котором все ионы становятся эффективными. В загрязненной камере преждевременное появление фона не позволяет использовать весь интервал расширений, существующий для чистой камеры. Поэтому приходится работать при уменьшенных расширениях, что ведет к ухудшению качества изображений следов (см. гл. IV, § 2). В тех случаях, когда камера работает продолжительное время, в процессе работы может произойти ухудшение качества изображений следов.

§ 7. Неиспарившиеся капли

Было найдено, что после расширения, приводящего к конденсации на ионах или на незаряженных центрах, в камере остаются центры, на которых при повторном расширении может происходить конденсация при очень малых



Фиг. 3. Равновесное давление пара для испаряющихся капель.

Форма равновесной кривой постулируется для объяснения образования неиспаряющихся центров.

пересыщениях. Эти центры появляются в результате неполного испарения больших капель и могут быть удалены из камеры тем же способом, что и частицы пыли. Повидимому, испарение больших капель не следует циклу, соответствующему нижней части диаграммы на фиг. 1.

Томсон предположил, что испаряющиеся капли достигают равновесия при сравнительно больших размерах ($a_2 > 10^{-7}$ см), определяемых изменением поверхностного натяжения в зависимости от изменения радиуса капли (фиг. 3). Величина a_2 дается уравнениями

$$\frac{2\gamma}{a} + \frac{d\gamma}{da} = 0, \quad \frac{d^2\gamma}{da^2} > \frac{2\gamma}{a^2}. \quad (8)$$

Если для таких сравнительно больших капель изменение поверхностного натяжения действительно имеет место, то использование макроскопического значения величины поверхностного натяжения при исследовании небольших незаряженных центров фона возможно только в качестве грубого приближения. Указанием на большой размер этих капель служит также то обстоятельство, что часть из них может быть удалена из камеры сильным электрическим полем.

§ 8. Скорость роста капель

Процесс роста капли в области, соответствующей точкам B на фиг. 1, представляет значительный интерес, так как он определяет время, в течение которого образовавшаяся капля вырастает до размеров, достаточных для ее фотографирования. Точное рассмотрение этого вопроса чрезвычайно сложно. Пар диффундирует к растущей капле, в то же время тепло конденсации, которое выделяется на капле, уносится от нее; коэффициенты диффузии и теплопроводности меняются от точки к точке в окружающей каплю объеме; кроме того, растущая капля начинает падать, и скорость ее роста может измениться с увеличением скорости падения, так как движение будет непрерывно переносить каплю в свежий, неистощенный пар.

В первом приближении можно принять, что коэффициент диффузии постоянен в окрестности растущей капли и что выделяющееся тепло поддерживает каплю при некоторой постоянной температуре. Тогда¹⁾, если D — коэффициент диффузии пара в газе камеры, ρ_2, ρ_0 и ρ — соответственно плотность пара вдали от капли, в равновесии с каплей (пренебрегая эффектом кривизны поверхности

¹⁾ См., например, Herzfeld, Kinetische Theorie der Wärme, Vieweg, 1925, S. 340. — Прим. авт.

для очень малых капель) и на расстоянии a от центра капли, уравнение диффузии имеет вид

$$\frac{\partial(\rho_2 - \rho)}{\partial t} = \frac{D}{a} \frac{\partial^2 a(\rho_2 - \rho)}{\partial a^2}. \quad (9)$$

Это уравнение имеет решение в форме

$$(\rho_2 - \rho) = (\rho_2 - \rho_0) \left[1 - \frac{a_0}{a} + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{a_0}{a} \int_0^{\frac{a-a_0}{2\sqrt{Dt}}} e^{-x^2} dx \right], \quad (10)$$

где $a_0(t)$ — мгновенное значение радиуса капли в момент t . Тогда

$$\left(\frac{\partial \rho}{\partial a} \right)_{a=a_0} = (\rho_2 - \rho_0) \frac{1}{a_0} \left(1 + \frac{a_0}{\sqrt{\pi D t}} \right), \quad (11)$$

и рост капли определяется соотношением

$$\frac{a_0^2}{t} = \frac{2D(\rho_2 - \rho_0)}{\sigma} \left(1 + \frac{2}{\sqrt{\pi D}} \frac{a_0}{\sqrt{t}} \right), \quad (12)$$

где σ — плотность конденсирующейся жидкости.

Для паров воды, конденсирующихся в воздухе в обычных для камеры Вильсона условиях, $D = 0,20 \text{ см}^2/\text{сек}$, $(\rho_2 - \rho_0) = 4 \cdot 10^{-6} \text{ г/см}^3$, $\sigma = 1 \text{ г/см}^3$, откуда видно, что при сделанных предположениях второй член в скобках в уравнении (12) пренебрежимо мал. Поэтому можно принять, что для водяного пара в воздухе

$$\frac{a_0^2}{t} = \frac{2D(\rho_2 - \rho_0)}{\sigma} \approx 2 \cdot 10^{-6} \text{ см}^2/\text{сек}. \quad (13)$$

Следует заметить, что градиент плотности пара на поверхности капли мало изменяется с ростом капли. В последней стадии роста, когда вследствие падения капля попадает в область неистощенного пара, градиент плотности также меняется незначительно. Поэтому не наблюдается существенного изменения в скорости роста капли между начальной стадией роста и последней стадией, когда капля падает.

Уравнение теплопроводности, определяющее температуру растущей капли, имеет тот же вид, что и уравнение диффузии, и приближения, сделанные при выводе уравне-

ния (13), могут быть применены также и здесь. Хазен [17] показал, что при этих приближениях уравнения

$$\frac{da_0^2}{dt} = \frac{2D}{\sigma} (\rho_2 - \rho_0),$$

$$\frac{da_0^2}{dt} = \frac{2\kappa}{\sigma\lambda} (\theta_2 - \theta_0)$$

(где λ — скрытая теплота конденсации, κ — теплопроводность, θ_2 и θ_0 — температура вдали от капли и на ее поверхности) вместе с соотношением

$$p = Ae^{-\frac{b}{\theta}}$$

между давлением насыщенного пара и температурой определяют скорость роста и температуру капли после расширения до объема $(1+r)$ из состояния ρ_1, θ_1 . Полученное им уравнение имеет вид

$$\frac{da_0^2}{dt} = \frac{2D\rho_1}{\sigma(1+r)} \left[1 - (1+r)^{\gamma} e^{-\frac{b}{\theta_1}} \left\{ 1 - (1+r)^{1-\gamma} - \left(\frac{\lambda\sigma}{2\kappa\theta_1} \right) \frac{da_0^2}{dt} \right\} \right]. \quad (14)$$

В табл. 4 приведены относительные температуры капель, образующихся в азоте, водороде и гелии при обычных для камеры Вильсона расширениях и при конечном давлении, равном приблизительно 1 атм. В табл. 5 даны значения a_0^2/t для азота и водорода, полученные из уравнения (14) (для вычисления a_0^2/t в гелии нет экспериментального значения величины коэффициента диффузии паров спирта в гелии). Интересно отметить, что конденсация в легких газах происходит быстрее не только вследствие большого значения коэффициента диффузии, но также и потому, что растущая капля остается холодной.

Измерения скорости роста капли могут производиться при помощи фотографирования одиночной падающей капли

Таблица 4

ОТНОСИТЕЛЬНАЯ ТЕМПЕРАТУРА КАПЕЛЬ,
КОНДЕНСИРУЮЩИХСЯ ИЗ ПАРОВ СПИРТА

Газ	N ₂	H ₂	He
Расширение	1,16	1,15	1,10
$\theta_0 - \theta_2, \text{ }^\circ\text{C}$	10	4	4
$\theta_1 - \theta_2, \text{ }^\circ\text{C}$	15,5	15	15

Таблица 5

СКОРОСТЬ РОСТА КАПЕЛЬ ИЗ ПАРОВ СПИРТА В АЗОТЕ И ВОДОРОДЕ
[ВЫЧИСЛЕННАЯ ИЗ УРАВНЕНИЯ (14)]
Общее конечное давление равно приблизительно 1 атм

Газ	N ₂		H ₂	
	Расширение	1,152	1,168	1,146
Скорость роста, 10 ⁶ см ² /сек	5,2	5,65	27,5	31

при последовательных вспышках света. Размер капли определяется по скорости падения. Этот метод использовал Хазен [17] и позднее Баррет и Джермен [18]. Результаты этих исследований приведены в табл. 6. Приведенные значения относятся к конечному давлению, немного большему

Таблица 6

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ СКОРОСТИ РОСТА КАПЕЛЬ
ПРИ КОНЕЧНОМ ДАВЛЕНИИ ГАЗА 1,1–1,2 атм

Авторы	Газ	Скорость роста (10 ⁶ см ² /сек) капель из паров		
		воды	смеси воды и спирта в отношении 25:75	спирта
Хазен	Водород	—	—	18
	Гелий	—	10	17
	Азот	—	4,0	5,5
Баррет и Джермен	Воздух	7,5	4,4	—

атмосферного. Небольшие изменения скорости роста в зависимости от расширения в этих данных не отражены. Измерения Хазена начинаются при $t=0,06$ сек., а измерения Баррета и Джермена — при $t=0,15$ сек. В обоих случаях начало отсчета времени не является вполне определенным.

Между экспериментальными и теоретическими значениями скорости роста капель в азоте наблюдается хорошее согласие. Но для водорода наблюдается существенное расхождение, которое едва ли можно объяснить приближением, используемым Хазеном. Более вероятно, что наблюдаемое расхождение обусловлено неточностью экспериментального значения, связанной с определением размеров капли по закону Стокса. Так как температура капли выше температуры окружающего воздуха, следует учитывать замедление ее падения вследствие «всплывания» окружающего каплю газа.

Глава II

ИОНИЗАЦИЯ

§ 1. Введение

При ионизации атома или молекулы быстрой частицей вылетающий электрон имеет кинетическую энергию, величина которой может лежать в пределах от нуля до энергии, составляющей заметную долю от энергии ионизирующей частицы. Для многих задач все столкновения удобно разбить на две группы, хотя между ними и нельзя провести резкой границы. К первой группе относятся столкновения с параметрами удара, большими размеров атома, происходящие часто и вызывающие образование электронов с малыми кинетическими энергиями; эти столкновения можно рассматривать методом Вильямса — Вейцзекера, используя теорию фотоэлектрического поглощения виртуального эквивалентного излучения. Ко второй группе относятся столкновения с параметрами удара, меньшими размеров атома. Эти столкновения происходят редко и могут рассматриваться как столкновения свободных частиц, описываемые в соответствующей системе координат резерфордовской формулой рассеяния.

Характер поведения частиц, соответствующих этим двум группам, качественно различен. Электроны первой группы, как правило, имеют столь малую кинетическую энергию, что не могут производить дальнейшую ионизацию, тогда как электроны отдачи, выбиваемые при упругих столкновениях, сами в состоянии создавать вторичную ионизацию. Следует отличать первичную ионизацию, включающую ионы, которые создаются в результате непосредственного воздействия первичной быстрой частицы, от полной ионизации, в которую входят также добавочные ионы, создаваемые быстрыми вторичными электронами, возникшими в первичном процессе.

Наконец, столкновения с еще большими параметрами удара приводят как к ионизации, так и к возбуждению атомов среды, результатом которого является излучение,

вызывающее небольшую добавочную ионизацию. Это излучение в основном является очень мягким, и хотя роль, которую оно играет в процессе ионизации, производимой быстрыми частицами, изучена недостаточно, Хазен [17] сделал заключение, что, насколько позволяет судить достигнутая в настоящее время точность измерений ионизации, полное число ионов, сформированных на значительном расстоянии от основной колонки, невелико.

Внешний вид следа, характеризующий распределение ионов вдоль траектории частицы, хорошо известен. Ионизация вдоль коротких траекторий сильно рассеянных вторичных электронов приводит к образованию скоплений капелек, которые придают следу вид бус. С точки зрения исследования траекторий в камере Вильсона, распределение первичных ионов является наиболее важной характеристикой. Именно первичные ионы наиболее точно характеризуют траекторию быстрой частицы, и в этом смысле они играют важную роль наряду с мельчайшими скоплениями вторичных ионов, занимающими в момент их образования значительно меньшее пространство, чем после диффузии.

§ 2. Потери энергии при ионизирующих столкновениях

Классический анализ потерь энергии частицей на ионизацию при прохождении ею вещества был проведен Бором [19, 20], который получил следующий результат:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{A}{\beta^2} [\ln k\beta^2 - \ln(1-\beta^2) - \beta^2], \quad (15)$$

где $\beta = v/c$, A и k — постоянные, хорошо известные для водородоподобного атома; скорость частицы v велика по сравнению с орбитальными скоростями электронов. Поведение медленных частиц, для которых это условие не выполняется, не относится к области исследований при помощи камеры Вильсона.

Квантовомеханическое рассмотрение было проведено Бете [21], Блохом [22] и другими. Используя модель Томаса — Ферми, Блох для случая $(z/137\beta) \ll 1$ получил следующую формулу:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N Z z^2 r_0^2 \frac{mc^2}{\beta^2} \left[\ln \frac{mc^2 W}{(IZ)^2} + \ln \left(\frac{\beta^2}{1-\beta^2} \right) + (1-\beta^2) \right], \quad (16)$$

где ze — заряд частицы, βc — ее скорость, N — число атомов в 1 см^3 вещества, Z — атомный номер вещества,

$I Z$ — средняя энергия ионизации, W — максимальная энергия, которую быстрая частица может передать свободному электрону. Условие $(z/137 \beta) \ll 1$ выполняется при исследовании ионизации в камере Вильсона.

Правая часть формулы (16) зависит только от заряда ze и скорости βc быстрой частицы, если не считать слабой зависимости от максимальной передаваемой энергии W . Для быстрой частицы с массой μ и полной энергией $\gamma \mu c^2$ величина W определяется из соотношения¹⁾

$$\frac{W}{(\gamma - 1) \mu c^2} = \frac{2m\mu(\gamma + 1)}{m^2 + \mu^2 + 2m\mu\gamma} \quad (17)$$

и при данной начальной энергии явно зависит от массы μ , если только не выполняется условие

$$\gamma \ll \frac{\mu}{2m}.$$

Однако, поскольку W входит в формулу (16) только под знаком логарифма, потери энергии слабо зависят от массы частицы.

Мы следовали здесь обычному предположению, что средняя энергия ионизации может быть записана в виде $I Z$, где I — постоянная, не зависящая от атомного номера. Значение $I = 13,5$ эв, данное Блохом, определено по потерям энергии α -частицами относительно небольшой скорости ($2 \cdot 10^9$ см/сек), сравнимой со скоростью K -электрона при $Z = 9$. Однако другие данные показывают, что эта величина является приближенной. Р. Вильсон [23], например, по торможению протонов с энергией 4 Мэв в алюминии нашел, что $I = 11,5$ эв. Позднее Халперн и Холл [24], пользуясь характеристическими частотами атомов вещества, провели более точный анализ средней энергии ионизации и показали, что ее величина для отдельных материалов может заметно отличаться. Значения, данные этими исследователями, сравниваются со значениями, вычисленными обычным путем, в табл. 7.

Если предположить, что как для первичной частицы, так и для вторичных ионизирующих электронов средняя энергия, затрачиваемая на образование одной пары ионов,

¹⁾ В случае электронов, когда идентификация частиц после столкновения не может быть проведена, это соотношение видоизменяется. — Прим. авт.

Таблица 7

Вещество	Средняя энергия ионизации, эв	
	вычисленная по формуле $IZ=13,5 Z$	полученная Халперном и Холлом
Свинец	1 100	1 200
Железо	350	430
Вода	135	80
Углерод	81	60
Воздух	95	96
Гелий	27	40

не зависит от скорости, то число ионов на единицу пути будет также определяться формулой, подобной формуле (16), независимо от того, измеряется ли полное число ионов, образованных прямым или косвенным путем, т. е. *полная ионизация*, или можно измерить число первичных актов ионизации, т. е. определить *первичную ионизацию*.

Первичная ионизация может быть измерена непосредственно в камере Вильсона. Что касается полной ионизации, то она, как мы видели, включает также и редкие столкновения, при которых большая часть энергии первичной частицы переходит к вторичному электрону.

Даже при благоприятных условиях эти очень быстрые вторичные частицы будут выходить из камеры, и создаваемая ими ионизация не будет учтена. Величина, соответствующая полной ионизации, которая может быть получена из измерений в камере Вильсона, называется *средней* или *вероятной ионизацией*, и разные исследователи определяют ее несколько различными способами. Средняя ионизация включает в себя ионы, создаваемые вторичными электронами с энергиями, не превышающими некоторой определенной величины. Эта предельная энергия может быть определена по снимкам как энергия, передача которой происходит в среднем 1 раз на определенной длине рассматриваемого следа. Однако удобнее установить более низкий предел и исключить скопления ионов, образованные вторичными частицами с энергиями, большими этого предела; при этом уменьшается статистический разброс значений средней ионизации от следа к следу и отпадают

затруднения, связанные с подсчетом числа ионов в очень больших группах. Средняя ионизация может быть поэтому определена как ионизация, включающая в себя также и образованные вторичными частицами группы, число ионов в которых не превышает некоторой заданной величины.

При таком определении средней ионизации большая зависящая от массы величина W в формуле (16) заменяется меньшей величиной W' (обычно порядка 1000 эв), которая для практически интересных значений первичной энергии не зависит от массы. Таким образом, средняя ионизация, согласно формуле Блоха, есть функция только заряда и скорости частицы.

§ 3. Ширина колонки ионов

В большинстве случаев (см. гл. VI, § 1—18) можно считать, что точки образования ионов лежат точно на траектории ионизирующей частицы. Однако Вильямс [25] впервые пришел к выводу, что первичные частицы очень высоких энергий должны создавать ионы на заметном расстоянии от своей траектории и что образование этих ионов должно быть связано в конечном счете с логарифмическим возрастанием потерь при увеличении энергии частицы. Причина такого уширения колонки ионов может быть понята на основе классического представления Бора.

При столкновении быстрой частицы со скоростью v ($\beta \ll 1$) с электроном при малом параметре удара p время столкновения по порядку величины равно p/v , и передача энергии пропорциональна интегралу по времени от силы взаимодействия при условии, что $p/v < 1/\nu$ (где ν — собственная частота рассматриваемого электрона), и пренебрежимо мала при $p/v > 1/\nu$. Таким образом, при столкновениях с параметром удара, большим некоторого предельного значения p' , потери энергии ничтожно малы. В релятивистском случае для лорентцовской системы, в которой электрон первоначально покоится, время столкновения уменьшается в $(1-\beta^2)^{-\frac{1}{2}}$ раз, тогда как интеграл по времени от силы взаимодействия не меняется; поэтому предельный параметр удара p' растет с увеличением энергии как $(1-\beta^2)^{-\frac{1}{2}}$ и при очень больших энергиях достигает значительной величины.

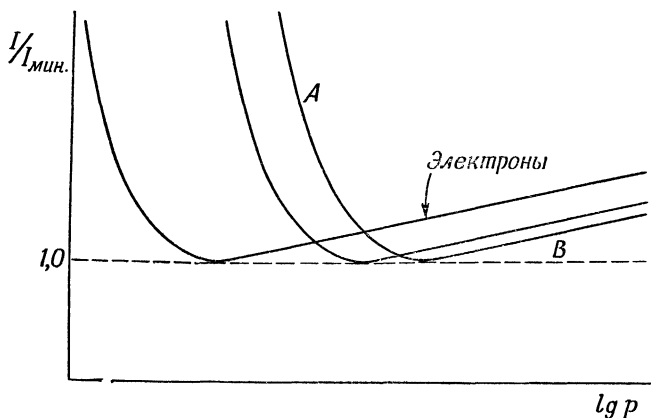
Вильямс показал, что электрон с энергией 10^{12} эв создает заметное число ионов на расстояниях вплоть до 1 см от траектории (около 3 ионов на 1 см на расстоянии от 0,5 до 1,0 см в кислороде при нормальных условиях). Это существенное уширение ионного следа еще не наблюдалось. Однако в случае наиболее быстрых космических частиц оно, повидимому, доступно наблюдению (см., однако, § 6 этой главы).

§ 4. Измерения ионизации

Первичная ионизация для медленных электронов была измерена Ч. Вильсоном [26], для β -частиц — Вильямсом и Терру [27] и Скромштадом и Лаубриджем [28] и для быстрых космических частиц — Кунце [29] и Хазеном [30]. Для первичной ионизации N_0 (измеряемой числом пар ионов на 1 см пути в воздухе при нормальных условиях), создаваемой электронами со скоростями, лежащими в пределах $0,54 < \beta < 0,97$, Вильямс и Терру получили эмпирическое соотношение $N_0 = 22 \beta^{-1,1 \pm 0,2}$ (или $N_0 = 22 \beta^{-1,4}$, если включить результаты измерений Ч. Вильсона). Аналогичные измерения Скромштада и Лаубриджа дали $N_0 = 19 \beta^{-1,15}$ для $0,89 < \beta < 0,98$. Эти результаты значительно отклоняются от обычно принимаемого закона изменения потерь энергии со скоростью (как β^{-2}). Однако в формуле Блоха члены в скобках, содержащие β , ослабляют зависимость потерь энергии от β , и степень этого ослабления зависит от значения W' . Броне [31] пришел к выводу, что приведенные результаты находятся в согласии с формулой Блоха. Хазен также измерял первичную ионизацию при атмосферном давлении в гелии, насыщенном водно-спиртовыми парами (25% воды и 75% спирта), для электронов в области минимума ионизации и для некоторой группы космических мезонов. Он получил следующие результаты: для электронов $N_0 = 7,33 \pm 0,12$, для мезонов $N_0 = 7,23 \pm 0,13$. Последний результат является весьма неожиданным, так как средняя энергия мезонов была, повидимому, достаточно высокой, чтобы можно было заметить превышение ионизации над минимальной величиной, связанное с логарифмическим ростом. Отсутствие этой добавочной ионизации следует сопоставить с описываемым ниже поведением средней ионизации, производимой мезонами на уровне моря и под землей.

§ 5. Средняя ионизация

Средняя ионизация для быстрых электронов и для космических частиц была измерена Корсоном и Броде [32], Лочером [33], Сен Гупта [34], Хазеном [35] и другими. Работа Хазена является, повидимому, наиболее обстоятельной. При обработке данных в тех случаях, когда имеются частицы нескольких различных типов, средняя ионизация, измеренная как функция импульса частиц, играет особенно важную роль. Поэтому следует уделять особое внимание факторам, влияющим на точность и надежность ее измерения.



Ф и г. 4. Зависимость плотности ионизации от импульса для частиц с единичным зарядом.

Отметим, что так как средняя ионизация является функцией только скорости (если не рассматривать зависимости от заряда частицы) и функция эта такова, что каждому значению ионизации соответствуют два значения скорости, то известные величины импульса и ионизации в принципе соответствуют двум различным значениям массы. Практически же, если исключить возможность существования заряженных частиц с массой, меньшей массы электрона, график зависимости ионизации от импульса (фиг. 4) можно разбить на две области: область A, лежащую выше кривой для электронов, точки которой соответствуют одному зна-

чению массы, и область B , расположенную ниже этой кривой, точки которой соответствуют двум различным значениям массы. Практически важной является область A ; область B , поскольку известно лишь небольшое число частиц, может оказаться полезной для идентификации частиц с большими импульсами в том случае, если будет надежно экспериментально установлен логарифмический рост ионизации с энергией (см., однако, § 6 этой главы).

Некоторые причины неопределенности в подсчете числа капель очевидны. Трудно, особенно когда используется смесь конденсирующихся паров, установить точный состав газа, в котором производится счет ионов; для облегчения подсчета следу дают диффундировать в течение долей секунды, прежде чем он будет зафиксирован при расширении, однако при этом возможно некоторое количество рекомбинаций; мягкие рентгеновские лучи, испускаемые возбужденными атомами, могут образовать ионы на заметном расстоянии от геометрической траектории. Однако, как указывает Хазен, наибольшая неопределенность связана со степенью эффективности конденсации. В отличие от незаряженных центров отмечавшиеся ранее статистические флуктуации размеров зародышевых капелек, образовавшихся на ионах, не имеют существенного значения.

Поскольку диапазон расширений, благоприятный для конденсации на ионах, ограничен, обеспечение 100-процентной конденсации на заряженных центрах только за счет увеличения степени расширения невозможно, так как это немедленно приводит к образсванию недопустимо большого фона. Растягивая электрическим полем положительные и отрицательные ионы одиночного следа на две полностью разделенные колонки, Хазен принял в качестве критерия эффективности конденсации отношение чисел капель в положительной и отрицательной ионных колонках. В смеси этилового спирта и воды приблизительно в пропорции 75:25 конденсация происходила более чем на 95% положительных ионов, когда отношение чисел капель в положительной и отрицательной колонках было равно 10:1, и практически на всех положительных ионах, если это отношение было меньше 5:1. Для целого ряда смесей паров имеет место 100-процентная конденсация на положительных ионах при величине указанного выше отношения, меньшей 2:1.

Среднюю ионизацию для электронов исследовали Корсон и Броне (в воздухе) и Сен Гупта (в аргоне); их результаты приведены в табл. 8.

Таблица 8

СРЕДНЯЯ ИОНИЗАЦИЯ, ПРОИЗВОДИМАЯ
ЭЛЕКТРОНАМИ В ВОЗДУХЕ И АРГОНЕ
ПРИ НОРМАЛЬНЫХ УСЛОВИЯХ

Импульс электрона, эв/с	Средняя ионизация (число пар ионов на 1 см)	
	в воздухе (Корсон и Броне)	в аргоне (Сен Гупта)
$5 \cdot 10^5$	78 ± 6	—
$1 \cdot 10^6$	56 ± 1	—
$2 \cdot 10^6$	54 ± 3	—
$3 \cdot 10^6$	—	$38,0 \pm 0,7$
$4 \cdot 10^6$	48 ± 1	—
$7 \cdot 10^6$	56 ± 1	$42,5 \pm 0,6$
$1,5 \cdot 10^7$	59 ± 2	—
$3 \cdot 10^7$	61 ± 2	$48,5 \pm 0,6$
$7 \cdot 10^7$	—	$54,5 \pm 0,8$
$2 \cdot 10^8$	—	$56,5 \pm 1,5$
$5 \cdot 10^8$	—	$63,0 \pm 2,1$

В этой таблице значение W' для аргона равно приблизительно 1300 эв; для воздуха значение W' не определялось, но, повидимому, оно больше. Увеличение ионизации с возрастанием импульса электрона выражено ясно, но данные для аргона и воздуха не согласуются между собой, поскольку средняя ионизация в аргоне, казалось бы, должна быть больше, чем в воздухе.

Аналогичные измерения для мезонов выполнили Сен Гупта и Хазен. Первый измерял ионизацию для частиц с импульсами, известными с точностью, определяемой максимальным измеримым импульсом $3 \cdot 10^9$ эв/с (см. гл. VI, § 10, 11). Измерения Хазена относятся к группам мезонов на уровне моря и на глубине 30 м под землей. Средние импульсы мезонов этих двух групп равны примерно $2 \cdot 10^9$ и $2 \cdot 10^{10}$ эв/с. Результаты измерений приведены в табл. 9. При измерении ионизации Сен Гупта учитывал группы

вторичных ионов, содержавшие до 40, а Хазен — до 25 ионов каждого знака (W' равно соответственно 1300 и 800 эв). Данные этой таблицы не позволяют сделать надежного вывода об увеличении средней ионизации для мезонов в релятивистской области. Доказательством такого увеличения могут служить лишь результаты измерений при импульсе, равном $4 \cdot 10^9$ эв/с, однако трудно придавать этим результатам больший вес, чем результатам Хазена для импульса $2 \cdot 10^{10}$ эв/с. Стандартные ошибки, приведенные Сен Гупта (см. табл. 8 и 9), занижены приблизительно в 2 раза, так как он предполагал независимыми все пары ионов, а не только первичные ионы. Попрежнему ионизация в аргоне меньше, чем в воздухе.

Таблица 9

СРЕДНЯЯ ИОНИЗАЦИЯ, ПРОИЗВОДИМАЯ
МЕЗОНАМИ ПРИ НОРМАЛЬНЫХ УСЛОВИЯХ

Импульс мезона, эв/с	Средняя ионизация (число пар ионов на 1 см)	
	в аргоне (Сен Гупта)	в воздухе (Хазен)
$3 \cdot 10^8$	$41,5 \pm 0,6$	—
$8 \cdot 10^8$	$41,0 \pm 0,6$	—
$2 \cdot 10^9$	$42,5 \pm 0,8$	$51,0 \pm 1,7$
$4 \cdot 10^9$	$47,0 \pm 0,5$	—
$2 \cdot 10^{10}$	—	$50,0 \pm 2,0$

Общность соображений, на которых основано заключение о логарифмическом росте ионизации, говорит о том, что, повидимому, рост ионизации для мезонов в действительности имеет место, однако данные, приведенные в табл. 9, подчеркивают имеющиеся трудности в использовании средней ионизации как средства идентификации частиц при больших импульсах (см. также § 6 этой главы).

Хазен также исследовал частоту появления образованных вторичными частицами групп ионов, содержащих от 25 (~ 800 эв) до 310 (10 000 эв) ионов каждого знака. Ионизация, создаваемая этими вторичными частицами, составляла примерно 8% от ионизации вторичными частицами с энергиями до 800 эв. В этом интервале в среднем наблюдалась 1 вторичная частица на 15 см длины следа. Хазен

сопоставил распределение величин этих групп вторичных ионов с формулой Резерфорда для рассеяния свободных электронов и электронов K -оболочки кислорода или азота:

$$N(E) dE = k \frac{dE}{E^2} \frac{1}{\text{эв} \cdot \text{см}}, \quad (18)$$

где k равно 98 для свободных электронов и 71 для K -электронов. Предположив, что действительное распределение может быть описано формулой с промежуточным значением k , он получил хорошее согласие с измеренным распределением.

§ 6. Эффект поляризации при больших импульсах

В предыдущих параграфах рассмотрение процесса ионизации быстрыми частицами проведено в предположении, что ионизирующая частица взаимодействует с изолированным атомом. Вопрос о том, насколько такое предположение соответствует действительности, рассмотрен Ферми [36], а позднее Халперном и Холлом [37, 24].

Очевидно, что при очень малых параметрах удара присутствие других атомов, находящихся на значительно больших расстояниях, несущественно. Поэтому Ферми отдельно исследовал задачу о передаче энергии быстрой частицей только при далеких столкновениях с параметром удара, превышающим b , где b — расстояние, несколько большее размеров атома. Пользуясь классическими представлениями, он вычислил потери энергии при далеких столкновениях в предположении, что электроны среды имеют только одну резонансную частоту. (Обобщение на случай многих резонансных частот было сделано Халперном и Холлом.) В классической теории величина переданной энергии определяется потоком энергии через поверхность цилиндра с радиусом b , окружающего траекторию частицы. Характер изменения этой величины при учете поляризуемости среды существенно зависит от того, превосходит ли фазовая скорость излучения ионизирующей частицы скорость самой частицы, или нет. Обозначив через ϵ диэлектрическую постоянную рассматриваемого вещества, можно для передачи энергии на расстояния, большие чем b , написать выражение, не учитывающее поляризацию среды [обозначения те же, что и в формуле (16)]:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{>b} = 2\pi N Z z^2 r_0^2 \frac{mc^2}{\beta^2} \left(\ln \frac{mc^2 \beta^2}{3,17 \pi N Z e^2 b^2} + \ln \frac{(\epsilon-1) \beta^2}{1-\beta^2} - \beta^2 \right). \quad (19)$$

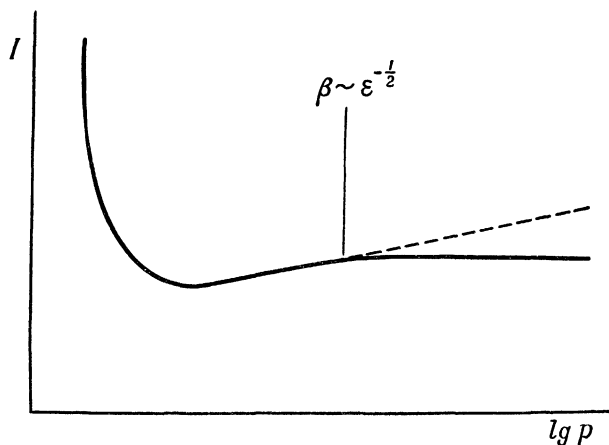
Чтобы учесть эффект поляризации, из этого выражения следует вычесть величину

$$2\pi NZz^2r_0^2 \frac{mc^2}{\beta^2} \ln \varepsilon \quad (20)$$

при $\beta < \varepsilon^{-1/2}$ или величину

$$2\pi NZz^2r_0^2 \frac{mc^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{\varepsilon - 1}{1 - \beta^2} \right) - \frac{1 - \varepsilon\beta^2}{\varepsilon - 1} \right] \quad (21)$$

при $\beta > \varepsilon^{-1/2}$. Обобщение на случай нескольких собственных частот дает аналогичные результаты, хотя выразить передачу энергии через одну диэлектрическую постоянную уже



Ф и г. 5. Изменение зависимости ионизации от импульса вследствие эффекта поляризации.

Сплошная линия соответствует результатам Ферми [36]. Более точные результаты Халперна и Холла [24] дают кривую ($\beta > \varepsilon^{-1/2}$), промежуточную между сплошной и пунктирной линиями.

не представляется возможным. Кроме того, в этом случае не происходит полного прекращения логарифмического возрастания ионизационных потерь при больших энергиях ($\beta > \varepsilon^{-1/2}$).

В газах для медленных частиц ($\beta < \varepsilon^{-1/2}$) доля потерь, обусловленная далекими столкновениями, незначительна, но для быстрых частиц ($\beta > \varepsilon^{-1/2}$) эти потери становятся

существенными и практически приводят к прекращению логарифмического роста ионизации (фиг. 5).

В реальных диэлектриках точку $\beta = \epsilon^{-\frac{1}{2}}$ можно принять за точку перехода от соотношения (20) к соотношению (21). Поэтому импульс в точке перехода определяется соотношением

$$pc = \mu c^2 \frac{\beta}{(1 - \beta^2)^{\frac{1}{2}}} = \mu c^2 (\epsilon - 1)^{-\frac{1}{2}}. \quad (22)$$

В обычно применяемых смесях конденсирующийся пар существенно изменяет диэлектрическую постоянную газа, заполняющего камеру, так что эта постоянная обычно лежит в пределах

$$2 \cdot 10^{-4} < (\epsilon - 1) < 6 \cdot 10^{-4}.$$

Поэтому

$$70 > \frac{pc}{\mu c^2} > 40,$$

и точка перехода соответствует следующим импульсам: для электронов $p \sim 3 \cdot 10^7$ эв/с и для мезонов ($\mu = 200$) $p \sim 6 \cdot 10^9$ эв/с. При больших импульсах следует ожидать либо слабого возрастания плотности ионизации, либо полного его отсутствия.

Существующие экспериментальные данные не позволяют сделать заключения о справедливости этого вывода. Измерения средней ионизации, производимой электронами, выполненные Корсоном и Броде, относятся только к импульсам, меньшим критического, результаты же Сен Гупта определенно указывают на логарифмический рост ионизации до значительно больших импульсов. Данные Сен Гупта относятся к импульсам мезонов, меньшим критического импульса; приведенные выше результаты измерений Хазена, в которых сравнивалась ионизация, создаваемая мезонами на уровне моря и на глубине 30 м под землей, указывают на отсутствие логарифмического роста ионизации при значениях импульсов, больших $2 \cdot 10^9$ эв/с. Справедливость этого заключения существенно зависит от того, насколько правильно оценены для опытов Хазена величины средних импульсов мезонов¹⁾, приведенные в табл. 9. Обнаруженное Хазеном близкое совпадение первичной иони-

¹⁾ Эти цифры получены автором; в работе Хазена они не приводятся. — Прим. авт.

зации, производимой электронами с энергиями, соответствующими минимуму ионизации, с первичной ионизацией, создаваемой мезонами некоторой группы, не является обоснованным, так как средний импульс этих мезонов не превышал $2 \cdot 10^9$ эв/с. Таким образом, в настоящее время ход кривой ионизации за минимумом не настолько хорошо исследован, чтобы ее можно было использовать для идентификации частиц.

§ 7. Обобщение теории Ферми

Метод анализа, разработанный Ферми, в принципе может быть применен для цилиндрической поверхности любого радиуса b , хотя, если b велико, приближения, которые справедливы для значений b , близких по порядку величины к размерам атома, уже не могут быть использованы. В важном частном случае бесконечно большого значения b поток энергии через цилиндр представляет собой свободное излучение. Это излучение называется излучением Черенкова [38]. Ферми показал, что этот классический радиационный эффект правильно описывается его теорией¹⁾.

¹⁾ Теория этого эффекта впервые разработана советскими учеными И. М. Франком и И. Е. Таммом [ДАН СССР, 14, 107 (1937)]. — *Прим. ред.*

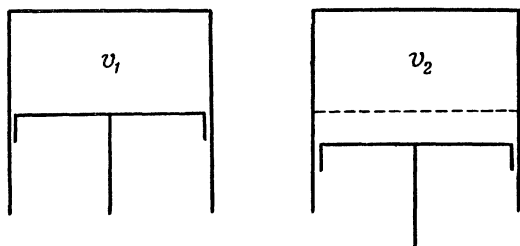
Глава III

ПЛУЧЕНИЕ И ДЛИТЕЛЬНОСТЬ ПЕРЕСЫЩЕНИЯ

Работа всех обычно применяющихся камер Вильсона зависит от получения и поддержания в течение некоторого ограниченного времени критического пересыщения, необходимого для образования следов. В этой главе мы рассмотрим условия образования пересыщения и факторы, влияющие на его длительность, а также кратко опишем попытки осуществления камеры, в рабочем объеме которой пересыщение длительное время поддерживается на уровне критического.

§ 1. Особенности процесса расширения в камерах поршневого типа

В первоначальной камере Ч. Вильсона пересыщение получалось при адиабатическом расширении, осуществляемом



Ф и г. 6. Поршневая камера Вильсона (камера первого типа).

быстрым передвижением легкого поршня (камера поршневого типа). В такой камере величина относительного расширения, или степень расширения¹⁾, характеризуется отношением конечного объема камеры v_2 к начальному объему v_1

¹⁾ Вместо термина «степень расширения» часто употребляют более короткий термин «расширение». — *Прим. ред.*

(фиг. 6). В чистой камере, наполненной воздухом, насыщенным водяным паром, относительное расширение, необходимое для получения практически полной конденсации на ионах при малом фоне, составляет примерно $v_2/v_1 = 1,30$. Рассчитаем получающееся при таком расширении пересыщение. При начальной температуре θ_1 , равной 10°C , парциальное давление паров воды составляет $9,2$ мм рт. ст., и отношение удельных теплоемкостей γ для смеси газа и паров будет лишь незначительно отличаться от соответствующей величины для чистого воздуха, равной $1,40$. Таким образом, конечная температура газа θ_2 будет определяться соотношением

$$1,30 = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)_{\text{возд.}} = \left(\frac{\theta_1}{\theta_2}\right)^{\frac{1}{\gamma-1}} = \left(\frac{283}{\theta_2}\right)^{2,5},$$

т. е.

$$\theta_2 = -18,2^\circ\text{C}.$$

Конечное давление p_2 паров воды будет равно

$$p_2 = 9,2 \frac{e^{-\theta_2}}{1,30 e^{\theta_1}} = 6,4 \text{ мм рт. ст.},$$

т. е. значительно больше давления насыщенных паров воды при температуре $\theta_2 = -18,2^\circ\text{C}$, которое равно $1,0$ мм рт. ст. Следовательно, по окончании расширения охлажденный газ будет пересыщен приблизительно в 6 раз. Приведенный пример показывает (см. также гл. I, § 8), что температура никогда не падает значительно ниже температуры заморзания воды. Поэтому вследствие выделения значительного количества скрытой теплоты конденсации образующиеся капли находятся не в твердой, а в жидкой фазе.

Условия, при которых из пересыщенного пара образуется лед, недавно исследовались Цвилонгом [39], который, работая с парами воды, использовал то свойство, что заморзание переохлажденной воды, находящейся на дне камеры, может произойти только в том случае, если хотя бы некоторые сконденсированные капли, попавшие в нее после расширения, находятся в твердом, а не в жидком состоянии. Он нашел, что, если при адиабатическом расширении конечная температура не падает ниже $-41,2^\circ\text{C}$, частицы льда не образуются и что при этом в чистом газе конденсация не происходит до тех пор, пока расширение не достигнет величины, по крайней мере, равной $1,25$. Однако, если в результате адиабати-

ческого расширения конечная температура падает ниже $-41,2^{\circ}\text{C}$, то образуются кристаллы льда, которые наблюдаются при этой конечной температуре независимо от того, было ли расширение, приводящее к этой температуре, больше или меньше чем 1,25. Образование кристаллов льда было замечено для таких малых расширений, как 1,07. Цвилонг считает, что этот нижний предел определяется скорее трудностями наблюдения, чем природой самого явления.

Природа центров конденсации, на которых образуется лед при малых расширениях и температурах ниже $-41,2^{\circ}\text{C}$, точно не установлена, но имеются некоторые указания на то, что этими центрами могут быть ионы.

Обратимся снова к области нормальных температур. В одноатомных газах, например в аргоне, расширение, приводящее к той же температуре капель ($-18,2^{\circ}\text{C}$), что и в воздухе, и определяемое равенствами

$$\left(\frac{v_2}{v_1}\right)_{\text{возд.}}^{1,40-1} = \left(\frac{\theta_1}{\theta_2}\right) = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)_{\text{аргон}}^{1,67-1},$$

соответствует увеличению пересыщения в отношении $(v_2/v_1)_{\text{возд.}} / (v_2/v_1)_{\text{аргон}}$, т. е. приблизительно в 1,11 раза. Таким образом, в аргоне то же самое пересыщение образуется при значительно меньшем расширении, чем в воздухе (в нашем примере при расширении 1,17 вместо 1,30). Более низкая степень расширения является преимуществом одноатомных газов, так как при этом уменьшается рабочий ход поршня и соответственно уменьшаются размеры камеры¹⁾. Следует отметить, однако, что наиболее полно это преимущество выявляется только в том случае, когда парциальное давление многоатомного пара мало по сравнению с давлением газа. Для паров воды ($p_1 = 9,0$ мм рт. ст. при 10°C , $\gamma = 1,30$) это условие выполняется при полном давлении, близком к атмосферному, но для спирта и для широко используемых водно-спиртовых смесей (для спирта $p_1 = 24$ мм рт. ст. при 10°C , $\gamma = 1,13$) при давлениях в несколько атмосфер имеет место заметное уменьшение необходимой степени расширения по сравнению с ее величиной при атмосферном давлении.

¹⁾ Другим важным преимуществом одноатомных газов является существенное снижение турбулентности, связанное с меньшей величиной расширения.— *Прим. ред.*

§ 2. Скорость расширения

В большинстве случаев нетрудно осуществить такую скорость движения поршня камеры, чтобы расширение было близким к адиабатическому. Наименьшая допустимая скорость тесно связана со временем, в течение которого сохраняется образовавшееся пересыщение. Приводимые ниже (см. § 6 этой главы) данные о времени чувствительности камеры можно приближенно рассматривать как длительность расширения, при которой получаемое пересыщение примерно равно пересыщению при мгновенном расширении. Анализ времени чувствительности позволяет выявить механизм изменения пересыщения.

Поуэлл [40] показал, что если парциальное давление конденсирующегося пара составляет заметную долю от полного давления, то рост пересыщения сильно ограничивается. В этом случае даже при очень быстром движении поршня достигаемое пересыщение меньше пересыщения, соответствующего одинаковому по величине адиабатическому расширению. Этот эффект приписывается испарению «горячего» пара со свободной поверхности не охлаждающейся при расширении жидкости в камере (необходимой для того, чтобы обеспечить насыщение перед расширением). Поуэлл установил, что для чистого пара при $t = 100^\circ\text{C}$ следующее за мгновенным расширением до $v_2/v_1 = 2,0$ время восстановления начального давления пара вследствие испарения равно по порядку величины 10^{-4} сек.; в камере Вильсона, работающей при таких условиях, процесс расширения должен заканчиваться за время, малое по сравнению с этой величиной. Жолио [41] показал, что при условиях, более близких к нормальным, и начальной температуре 17°C рабочее расширение камеры, действующей с постоянной скоростью (скорость не приводится, но расширение, несомненно, было быстрым), увеличивается от 1,305 при атмосферном давлении до 2, если в камере остается только насыщенный водяной пар. Это различие, указывающее на отклонение процесса расширения от адиабатичности, следует сравнить с изменениями времени чувствительности этой же камеры при тех же условиях (см. § 6 этой главы).

Таким образом, обычную камеру Вильсона трудно использовать при заполнении ее только парами. Неконденсирующийся газ играет весьма существенную роль в работе

камеры Вильсона, ограничивая испарение со свободной поверхности жидкости в камере. Наличие такого газа позволяет получить необходимое для образования следов характеристическое пересыщение при приемлемой степени расширения. Кроме того, он способствует сохранению необходимого пересыщения, тем самым обеспечивая возможность роста капель вплоть до момента фотографирования.

§ 3. Зависимость критического пересыщения от температуры

Выше было показано (см. гл. I, § 3, 4), что изменения пересыщений, соответствующих границе конденсации на ионах и границе образования фона, в зависимости от температуры могут быть представлены в виде

$$\ln\left(\frac{p}{p_0}\right)_{\text{кр.}} \sim T \theta_2^{-1} \quad (\text{граница конденсации на ионах}),$$

$$\ln\left(\frac{p}{p_0}\right)_{\text{кр.}} \sim T^{\frac{3}{2}} \theta_2^{-\frac{3}{2}} \quad (\text{граница образования фона}). \quad (23)$$

Следовательно, как положение самих границ, так и диапазон изменения температуры θ_2 , благоприятный для конденсации на ионах, уменьшаются с ростом температуры. Эти выводы качественно подтверждены опытами Поуэлла, причем полученные им результаты указывают на более быстрое изменение по сравнению с ожидаемым. (Заметим, однако, что данные Поуэлла получены в результате экстраполяции результатов измерений, при которых испарение во время расширения было значительным.) Так как разность между пересыщением, оптимальным для конденсации на ионах, и пересыщением, приводящим к появлению сильного фона, невелика, то, как это следует из сказанного выше, температуру камеры выгодно поддерживать возможно более низкой.

Интересно отметить, что интервал температур, в пределах которого может работать камера Вильсона, использующая пары воды, довольно мал. Цвилонг установил, что эффективный нижний предел конечной температуры составляет около -40°C , а начальной температуры для конденсации на ионах — около -10°C . Верхний предел установлен менее определенно, но известно, что при начальной температуре около 50°C работа камеры становится затруднительной.

§ 4. Способы расширения и регулировки

Процессы, происходящие в камере Вильсона, характеризуются адиабатическим расширением насыщенного паром газа, приводящим к уменьшению температуры от θ_1 до θ_2 . Для конкретного начального состояния степень расширения при заданных условиях конденсации определяется отношением θ_1/θ_2 . Однако контроль и регулировка режима камеры путем непосредственного измерения перепада температуры практически мало удобны. Поскольку измерение объема или давления не представляет трудностей, гораздо проще расширение и регулировку режима камеры осуществлять путем изменения либо объема, либо давления. В соответствии с тем, какой из этих способов регулировки используется, можно различать камеры, регулируемые изменением объема (камеры первого типа), и камеры, регулируемые изменением давления (камеры второго типа)¹⁾. Первоначальная камера, сконструированная Ч. Вильсоном [42] в 1912 г., была камерой первого типа. Камера второго типа, сконструированная им же [43], была описана в 1933 г.

Очевидно, что степень изменения объема α и степень изменения давления β , соответствующие изменению температуры в θ_1/θ_2 раз при адиабатическом расширении, запишутся в виде

$$\alpha = \frac{v_2}{v_1} = \left(\frac{\theta_1}{\theta_2}\right)^{\frac{1}{\gamma-1}},$$

$$\beta = \frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{\theta_1}{\theta_2}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}.$$
(24)

Следовательно,

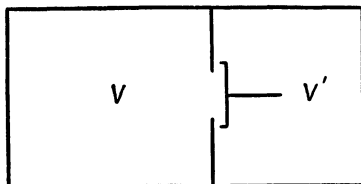
$$\alpha^\gamma = \beta.$$

Изменение объема регулируется непосредственно механическим путем, и этот способ не требует пояснений. Регулирование давлением несколько более сложно и в принципе состоит в том, что между двумя сосудами, один из которых (с бóльшим давлением) является камерой Вильсона, устанавливается разность давлений, затем путем соедине-

¹⁾ К камерам первого типа относятся все поршневые камеры; наиболее распространенным представителем камер второго типа являются различные варианты конструкции камер с диафрагмой, в которых расширение производится способом «выхлопа». — *Прим. ред.*

ния сосудов производится расширение, в результате которого давления в них уравниваются. Анализ такого процесса был впервые дан Герцогом [44].

Пусть сосуды V и V' (фиг. 7) находятся при начальной температуре θ_1 и соответственно при давлениях p_1 и p'_1 ($p_1 > p'_1$). При соединении сосудов в них мгновенно устанавливается давление p_2 и температуры θ_2 и θ'_2 . Таким образом, условия конденсации в первом сосуде определяются отношением температур θ_1/θ_2 . Полная масса газа в системе и его полная энергия остаются неизменными, так что



Фиг. 7. Схема камеры второго типа.

$$\frac{1}{\theta_1} (p_1 V + p'_1 V') = p_2 \left(\frac{V}{\theta_2} + \frac{V'}{\theta'_2} \right),$$

$$p_1 V + p'_1 V' = p_2 (V + V')$$

и

$$\beta = \frac{p_1}{p_2} = \frac{V/V' + 1}{V/V' + p'_1/p_1}. \quad (25)$$

Практически важны два случая:

$$\frac{V}{V'} = 0, \quad \beta = \frac{p_1}{p'_1} \text{ (расширение в атмосферу),}$$

$$\frac{p'_1}{p_1} \rightarrow 0, \quad \beta \rightarrow 1 + \frac{V'}{V} \text{ (расширение в вакуум).}$$

Технически очень простая камера этого типа, построенная Ч. Вильсоном в 1933 г., имела $V/V' = 0$. Ее недостаток состоит в том, что степень расширения зависит от изменений атмосферного давления p'_1 , если не предусматривать сложной регулировки, которая поддерживала бы давление равным $p_1 = \beta p'_1$. Наоборот, при $p'_1/p_1 \rightarrow 0$, т. е. при расширении в вакуум, величина β существенно не зависит от p_1 . Можно показать, что она зависит от остаточного давления в вакуумной камере p'_1 . Это обстоятельство позволяет удобно регулировать степень расширения. Поскольку для такой камеры

$$\frac{p'_1}{p_1} = \varepsilon \ll 1,$$

то

$$\beta = \frac{V/V' + 1}{V/V' (1 + \varepsilon V'/V)} = \left(1 + \frac{V'}{V}\right) - \varepsilon \frac{V'}{V} \left(1 + \frac{V'}{V}\right) + \dots = \beta_0 - \varepsilon \beta_0 (\beta_0 - 1), \quad (26)$$

где β_0 соответствует полной эвакуации приемного сосуда. Если, например, $\beta_0 = 1,44$ (что соответствует $\alpha = 1,30$, т. е. оптимальным условиям для конденсации на ионах паров воды в воздухе) и $p_1 = 76$ см рт. ст., то

$$\beta = 1,440 - 0,0083p_1',$$

где p_1' выражено также в см рт. ст. В табл. 10 приведены значения β , соответствующие различным начальным давлениям p_1 и p_1' .

Таблица 10

ЗНАЧЕНИЯ β , СООТВЕТСТВУЮЩИЕ РАСШИРЕНИЮ ИЗ ОБЪЕМА V ПРИ ДАВЛЕНИЯХ 70, 76 И 82 см рт. ст. В ОБЪЕМ, РАВНЫЙ 0,440 V ПРИ ДАВЛЕНИИ p_1' см рт. ст.

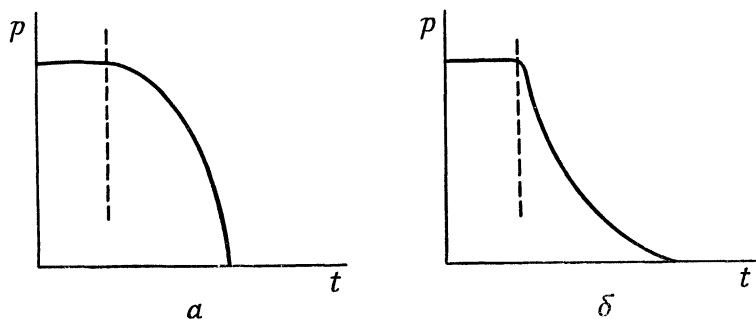
(т. е. в интервале начальных давлений, для которого эффективное значение γ существенно не изменяется).

p_1 , см рт. ст.	β при давлении p_1' (см рт. ст.)				
	0	1	2	3	4
70	1,440	1,432	1,425	1,417	1,409
76	1,440	1,432	1,423	1,415	1,407
82	1,440	1,431	1,422	1,413	1,404

§ 5. Особенности расширения в камерах первого и второго типа

Существенное различие в протекании процесса расширения в камерах первого и второго типа иллюстрируется кривыми фиг. 8, где для сравнения схематически показан ход изменения давления внутри камеры каждого из этих типов. В камере первого типа поршень ускоряется на большей части своего пути, причем ускорение остается постоянным или даже увеличивается со временем, однако вначале движение поршня вследствие большой массы происходит относительно медленно. В целом движение

заканчивается в более короткое время, чем в камере второго типа. В этой последней расширение начинается быстро, так как полная масса, участвующая в движении, очень мала; однако по этой же причине инерция быстро движущегося в выхлопном отверстии газа незначительна, и скорость истечения падает по мере уменьшения разности давлений. При недостаточном демпфировании возвращающиеся струи газа могут создавать завихрения и сокращать длительность пересыщения. Практически (см. § 6 этой главы) камеры второго типа состоят больше чем из двух



Фиг. 8. Изменение давления в камерах первого и второго типа.
 a - камера первого типа, b - камера второго типа.

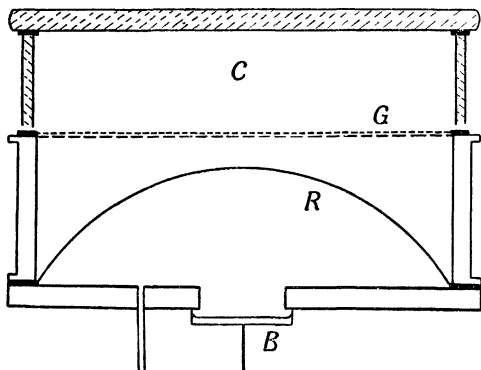
соединенных сосудов и процесс расширения имеет более сложный характер, хотя основные черты его остаются такими же, как описано выше.

Каждый из двух способов расширения, иллюстрированных на фиг. 8, имеет свои достоинства: камеры первого типа выгодно применять в тех случаях, когда необходимо получить большую скорость расширения, тогда как камеры второго типа, как это будет показано ниже, позволяют получить более длительное пересыщение.

§ 6. Применение сеток

Камера, описанная Ч. Вильсоном [43], схематически показана на фиг. 9; здесь все пространство над клапаном B соответствует левому сосуду с большим давлением, изображенному на фиг. 7. Это пространство разделено тонкой резиновой диафрагмой R , которая служит только для изоляции рабочего газа от атмосферы и может быть удалена,

если для каждого расширения вводить в камеру новую порцию соответствующего газа. В рабочем объеме непосредственно над диафрагмой расположена металлическая сетка G , основное назначение которой состоит в обеспечении безтурбулентного движения газа в верхней части C камеры. Сетка необходима во всех камерах второго типа, рассчитанных на быстрое расширение, и обычно представляет собой либо просто металлическую сетку, либо



Фиг. 9. Камера второго типа [43].

перфорированную металлическую пластинку, плотно обтянутую тонким черным бархатом, создающим хороший фон для фотографирования. В выборе конструкции объема, находящегося под сеткой, имеется большая свобода.

Сетка часто вводится также и в обычные поршневые камеры, где она допускает большую свободу в выборе конструкции поршня, что особенно важно в вертикальных камерах, используемых при исследовании космических лучей. Такие камеры с сетками занимают промежуточное положение между двумя основными типами камер, которые были рассмотрены выше.

§ 7. Длительность пересыщения

Пересыщение, возникающее при адиабатическом расширении, неустойчиво, так как стенки сосуда остаются при более высокой температуре, чем заключенный в нем газ. Поэтому сразу же по установлении пересыщения обмен теплом, происходящий между расширенным газом и стен-

ками камеры, приводит к уменьшению пересыщения. Если этот эффект начинается уже во время процесса расширения, то последнее не является строго адиабатическим. В зависимости от размера и геометрии камеры, а также от природы и давления наполняющего ее газа можно установить предельную скорость, ниже которой будут наблюдаться значительные отклонения от адиабатических условий. По окончании расширения пересыщение немедленно начинает падать, частично, как уже отмечалось, вследствие теплообмена со стенками камеры, а также, если имеет место конденсация, благодаря выделению на каплях теплоты конденсации. Кроме того, при определенных условиях (см. § 2 этой главы) к уменьшению пересыщения может приводить также и испарение со свободной поверхности жидкости в камере. В камерах для регистрации частиц, случайно распределенных во времени, длительность пересыщения имеет большое практическое значение, так как она определяет общее время работы камеры. Поэтому такие камеры должны эксплуатироваться в условиях, обеспечивающих получение возможно большей длительности пересыщения. Иногда для искусственного увеличения длительности пересыщения применяются специальные меры. Важно отметить, однако, что всякое увеличение длительности пересыщения приводит к усилению искажения следов частиц. Поэтому точные геометрические измерения могут быть сделаны только для следов, образовавшихся в самом конце того промежутка времени, в течение которого в камере имелось пересыщение, благоприятное для конденсации на ионах.

Длительность пересыщения в камерах первого типа без учета конденсации. Если пренебречь эффектом конденсации, то пересыщение, образовавшееся после расширения, уменьшается вследствие нагревания газа стенками камеры, которые не охлаждаются при адиабатическом расширении газа. Проведенный Вильямсом [45] анализ показывает, что в камере следует различать две области: тонкий слой газа, прилегающий к стенкам, который нагревается непосредственно от стенок и поэтому расширяется, и основной центральный объем камеры, в который тепло не проникает непосредственно. Таким образом, этот основной объем нагревается только вследствие сжатия, и пересыщение в нем хотя и уменьшается со временем, но остается одно-

родным и бóльшим, чем в слое около стенок. Поэтому пересыщение, необходимое для образования следов, исчезает одновременно по всему используемому объему камеры. Интервал времени до этого момента, отсчитываемый от момента установления полного пересыщения, называется *временем чувствительности* камеры.

Пусть минимальная степень расширения, необходимая для конденсации на следах, равна $(1+r)$ и пусть фактическая степень расширения равна $(1+r+\delta r)$. Тогда, если θ_1 — температура газа перед расширением, θ_2 — температура газа после адиабатического расширения в $(1+r+\delta r)$ раз и $\theta_2+\delta\theta$ — после расширения в $(1+r)$ раз, то

$$\frac{\delta\theta}{\theta_1-\theta_2} = \frac{\delta r}{r}, \quad (27)$$

где $\delta r/r$ обычно имеет значение порядка 0,01.

Рассмотрим слой газа, нагревающийся от стенок камеры, и найдем распределение температуры в этом слое в момент времени t , пренебрегая при этом изменением объема слоя. Температура $\theta_2+\psi(\theta_1-\theta_2)$ на расстоянии x от стенки камеры может быть найдена при помощи соотношения

$$\psi = 1 - \frac{\frac{x}{\sqrt{4a^2t}}}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\frac{x}{\sqrt{4a^2t}}} e^{-z^2} dz, \quad (28)$$

где $a^2 = \kappa/\rho s$ (κ — теплопроводность газа, ρ — его плотность и s — теплоемкость при постоянном давлении).

Поэтому полное увеличение объема δV нагретого пограничного слоя, прилегающего ко всей поверхности стенок камеры S , за время t равно

$$\delta V = S \frac{\theta_1-\theta_2}{\theta_2} \int_0^{\infty} \psi dx = 1,14 S \frac{\theta_1-\theta_2}{\theta_2} a\sqrt{t}. \quad (29)$$

На эту величину уменьшится объем основной массы газа, удаленной от стенок. Температура основной массы газа увеличится соответственно на величину

$$\delta\theta = (\gamma-1) \frac{\delta V}{V} \theta_2, \quad (30)$$

где V — полный объем камеры.

Если подставить в выражение (30) вместо $\delta\theta$ изменение температуры, определяемое уравнением (27), а вместо δV —

величину, даваемую соотношением (29), то для времени чувствительности камеры τ_0 получим следующее выражение:

$$\tau_0 = 0,77 \frac{\rho s}{\kappa (\gamma - 1)^2} \left(\frac{V}{S} \right)^2 \left(\frac{\delta r}{r} \right)^2. \quad (31)$$

Подстановка этого выражения для τ_0 в соотношение (28) сразу показывает, что в камерах с практически применяемыми размерами и давлением нагревание от стенок в течение времени чувствительности играет значительную роль только для слоя толщиной порядка 10% линейных размеров камеры. Полезным объемом камеры является, таким образом, ее центральная область, в которой пересыщение, благоприятное для образования следов, прекращается одновременно по всему объему.

Влияние конденсации. Если бы отсутствовала конденсация, то, как было показано выше, время чувствительности изменялось бы пропорционально $(\delta r)^2$. При наличии конденсации каждая образующаяся капля играет роль, сходную с ролью стенок камеры, являясь центром, из которого тепло выделяется в окружающий газ. Кроме того, такая капля является центром области, обедненной паром. С увеличением пересыщения быстро возрастает конденсация на центрах фона, так что при некотором значении пересыщения его изменение, а следовательно, и время чувствительности камеры, будет уже определяться не эффектом стенок, а конденсацией на частицах фона. В этих условиях время чувствительности камеры начинает быстро уменьшаться, хотя степень расширения все еще растет. Таким образом, для каждой камеры имеется оптимальная степень расширения, соответствующая наибольшему времени чувствительности.

Влияние конденсации на время чувствительности рассмотрел Хазен [17], который пользовался понятиями плотности конденсации n (капель в 1 см^3) и скорости роста капель da_0^3/dt (см. гл. I, § 8). Оказалось, что эффект нагревания вследствие выделения теплоты конденсации приводит к результатам, сопоставимым с результатами Вильямса для нагревания от стенок камеры. Для времени чувствительности Хазен получил выражение

$$\tau_1^{\frac{3}{2}} = \frac{1}{4\pi} \frac{\rho s}{\kappa (\gamma - 1)} \frac{1}{\frac{2}{3} n \left(\frac{da_0^3}{dt} \right)^{\frac{1}{2}}} \left(\frac{\delta r}{r} \right). \quad (32)$$

Эффект обеднения пара может быть учтен, если представить количество пара m , конденсирующегося в 1 см^3 за время τ_2 , в виде

$$m = \frac{4}{3} \pi \sigma n \left(\frac{da_{\frac{2}{3}}}{dt} \right)^{\frac{3}{2}} \tau_2^{\frac{3}{2}},$$

при условии, что полное количество пара M превышает количество, необходимое для критического пересыщения. Таким образом, получаем

$$\tau_2^{\frac{3}{2}} = \frac{3}{4} \frac{M}{\pi \sigma n} \left(\frac{da_{\frac{2}{3}}}{dt} \right)^{-\frac{3}{2}}. \quad (33)$$

Определенные таким способом значения τ_1 и τ_2 сравнимы друг с другом по величине, но природа их существенно различна. Для прекращения дальнейшей конденсации необходимо лишь незначительное обеднение пара. Выражение для τ_2 выведено в предположении, что это незначительное обеднение происходит одинаково во всем объеме газа. В действительности обеднение вблизи капель много больше, чем в остальном объеме камеры, и поэтому предположение об одновременности прекращения конденсации во всем объеме камеры, строго говоря, не может быть применено к этому процессу. Повидимому, эффективное время чувствительности несколько меньше чем τ_0 и τ_1 , но разница, вероятно, невелика.

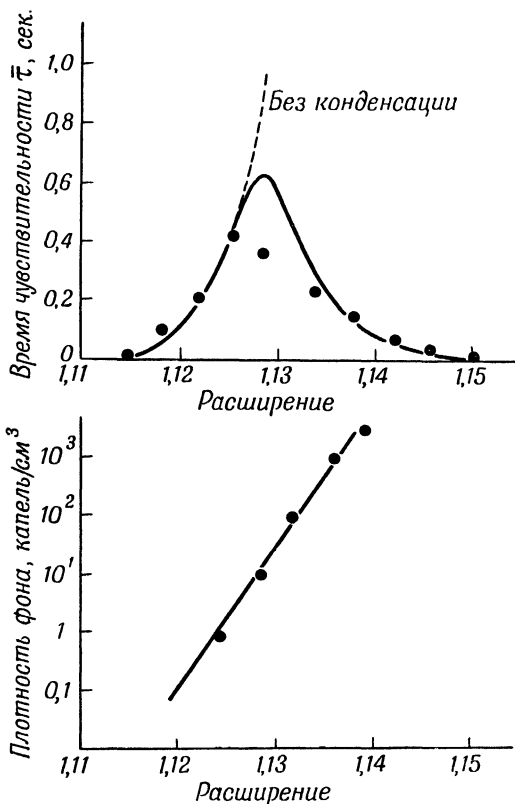
Эффекты нагревания от стенок камеры и вследствие выделения теплоты конденсации нетрудно объединить, поскольку оба они одинаковым образом приводят к сжатию основной массы газа. Хазен показал, что результирующее время чувствительности камеры $\bar{\tau}$ связано с τ_0 и τ_1 соотношением

$$\left(\frac{\bar{\tau}}{\tau_1} \right)^{\frac{3}{2}} + \left(\frac{\bar{\tau}}{\tau_0} \right)^{\frac{1}{2}} = 1. \quad (34)$$

На фиг. 10 показана зависимость $\bar{\tau}$ от расширения вместе с соответствующими измеренными плотностями фона (нижний график) для смеси воды и спирта (25 : 75) в азоте, а также экспериментальные точки, полученные Хазеном в камере диаметром 30 см. Из графиков видно, что наилучшие условия соответствуют плотности фона, несколько меньшей чем 10 капель на 1 см^3 .

Необходимо отметить, что у камер бóльших размеров максимальное время чувствительности наблюдается при

еще более низкой плотности фона. Для больших камер ($d > 30$ см) время чувствительности практически не связано с нагреванием от стенок, зависящим от размеров камеры, и, как правило, не зависит от этих размеров. Аналогичные соображения применимы к времени чувствительности



Ф и г. 10. Зависимость времени чувствительности и плотности фона от расширения в камере первого типа [17].

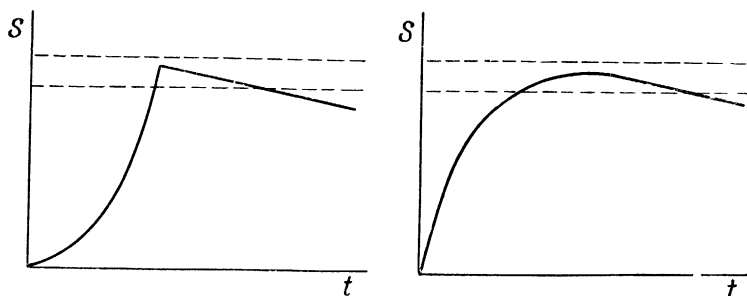
камеры высокого давления, в которой (см. примечание к табл. 11) прекращение чувствительности обусловлено действием всех ионов, образованных прошедшими частицами.

Измерения времени чувствительности могут быть выполнены различными методами. Вильямс фотографиро-

вал в камере излучение от радиоактивного источника известной интенсивности, для которого среднее число следов, получаемых на снимке, было пропорционально времени чувствительности; подобный же метод был применен Жолио. Метод Хазена состоял в том, что чистый источник β -лучей с коллиматором перемещался внутри камеры при прерывистом освещении. Определяя положения источника, при которых наблюдаются видимые следы, можно измерить время чувствительности камеры.

Длительность пересыщения в камерах второго типа.

Причины уменьшения пересыщения в камерах второго типа существенно отличаются от тех, которые были установлены выше при рассмотрении камер первого типа. Если



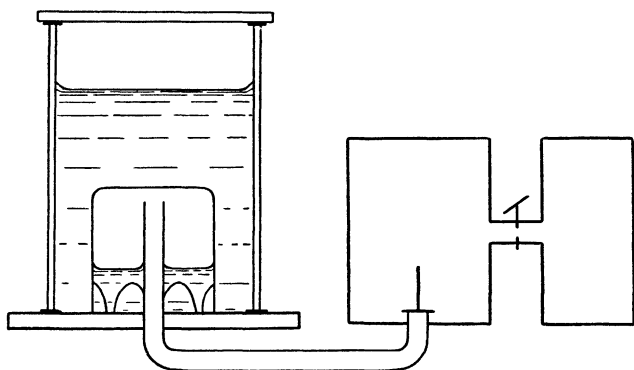
Фиг. 11. Изменение времени чувствительности в зависимости от способа расширения (слева для камеры первого типа, справа для камеры второго типа).

в камере второго типа расширение осуществляется посредством соединения двух сосудов конечных размеров (см. § 4 этой главы), то процесс протекает примерно так же, как и в камере первого типа. Однако, если расширение происходит в свободную атмосферу, то местное нагревание газа вследствие теплопроводности от стенок камеры или от конденсирующихся капель не приводит к соответствующему сжатию остального объема газа; таким образом, длительность пересыщения будет больше, но само пересыщение будет менее однородным.

Другая особенность камер второго типа, также приводящая к увеличению длительности пересыщения, иллюстрируется графиками фиг. 11. Медленное приближение к максимуму пересыщения, имеющее место в камерах

второго типа, ведет к заметному увеличению времени чувствительности. Характерные времена чувствительности для камер первого и второго типа приводятся ниже.

Камеры с увеличенным временем чувствительности. Частичная компенсация уменьшения пересыщения, которая в некоторой степени всегда наблюдается в камерах второго типа, может быть искусственно увеличена. Такие камеры с большим временем чувствительности — десяти- или двадцатикратным по сравнению с нормальным — были использованы Берденом [46], Фришем [47], Мейер-Лейбнитцем [48] и другими. Прибор, описанный Мейер-Лейбнитцем, показан на фиг. 12. Здесь после основного расширения в большой приемный сосуд следует дальнейшее



Фиг. 12. Схема камеры Вильсона с увеличенным временем чувствительности [48].

медленное расширение в меньший сосуд со скоростью, которая может быть отрегулирована таким образом, чтобы поддерживать уровень пересыщения в камере Вильсона. Предел длительности, которой можно достигнуть подобными методами, определяется, повидимому, наличием нагретого газа вблизи дна камеры. Влияние этого газа можно уменьшить, изготовляя дно камеры в виде сетки, через которую нагретый газ при расширении выходит вниз.

Типичные времена чувствительности. В приведенные выше выражения (31) и (32) для времени чувствительности размеры и геометрия камеры входят только в виде

множителя $(V/S)^2$. К сожалению, точное определение поверхности S часто представляет затруднение вследствие неопределенности эффективной площади сетки, действующей также, как поверхность стенок камеры. В табл. 11 приведены экспериментально найденные значения времен чувствительности некоторых камер. Эти данные могут быть использованы для оценки времени чувствительности других камер со сходными параметрами.

Таблица 11

ВРЕМЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ НЕКОТОРЫХ КАМЕР

Автор	Параметры камеры				τ , сек.	Примечание	
	диаметр, см	глубина, см	газ	давление, атм			
Вильямс	30	30	Воздух	1	0,4		
Вильямс и Эванс *	20	20	Аргон	80	1,9—2,0		
Жолио	Малый	Малая	Воздух	1,0	0,012	Чистый водяной пар	
				0,7	0,007		
				0,5	0,005		
Хазен	30	10—22	Азот	0,03	0,002	Камера первого типа	
				Гелий	1		0,5
				Гелий	1		0,3
Мейер- Лейбниц	20	5	Пропан	1	0,7	Камера второго типа	
				1	1—3	Камера с искусственно увеличенным временем чувствительности	

* Время чувствительности камеры увеличивается линейно с повышением давления до давления, равного приблизительно 10 атм, и медленнее при больших давлениях. Основным фактором, ограничивающим время чувствительности, является, по видимому, образование новых ионов.

Результаты Жолио ясно указывают на уменьшение времени чувствительности с понижением давления; наблюдающееся при наиболее низких давлениях, более медленное по сравнению с понижением давления, уменьшение времени чувствительности, несомненно, представляет собой вторичный

эффект, связанный с конечной скоростью расширения. Влияние этого эффекта проявляется также в повышении номинальной степени расширения, необходимой при таких давлениях. При этом уменьшение пересыщения, обусловленное испарением, происходит настолько быстро, что ход кривой изменения пересыщения даже в камере первого типа будет больше соответствовать правому графику на фиг. 11, чем левому. Данные Хазена, относящиеся к камерам, наполненным гелием, представляют собой единственную попытку показать различие в длительности пересыщения в камерах первого и второго типа ¹⁾.

Изменения давления и температуры при расширении подробно исследовались Милатцем и Ван Хеерденом [49], а также в «сухой» камере (т. е. без жидкости) Ван Хеерденом [50]. Результаты этих измерений отчетливо выявляют характерные особенности камер первого и второго типа и, кроме того, позволяют определить момент начала нагревания центральной части камеры вследствие теплопроводности. Измерения времени чувствительности для «влажной» камеры, подтверждающие эти результаты, были проведены при помощи вращающегося пучка коллимированных α -частиц. Для камер небольших размеров время чувствительности у камеры второго типа оказалось в 2 раза больше, чем у камеры первого типа. Измерения времени чувствительности были распространены также на случай, когда начинает проявляться роль фона (см. фиг. 10). При этом в опытах с поршневыми камерами (камеры первого типа) различной глубины при малых величинах фона была установлена зависимость времени чувствительности от глубины. При больших значениях фона такая зависимость не наблюдалась.

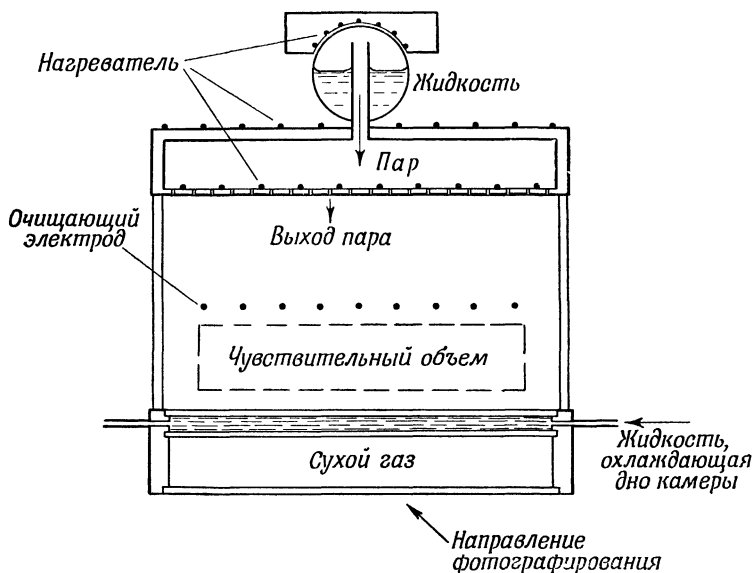
§ 8. Камеры с непрерывной чувствительностью

Действие обычных камер Вильсона основано на получении пересыщения в течение сравнительно малого промежутка времени, и вся до сих пор разработанная методика относится именно к камерам такого типа. Поэтому трудно оценить возможные преимущества камеры, в которой пересыщение длительное время поддерживается на уровне,

¹⁾ Сравнение возрастания температуры в центре камеры Вильсона (без учета конденсации) для камер обоих типов было проведено Эндтом [51]. — *Прим. авт.*

необходимом для конденсации на ионах. Несомненно, что подобная камера потребует в ряде случаев новых методов управления. Например, выделяющая ливни система счетчиков Гейгера, которая управляет обычной камерой при регистрации электронных каскадов в космических лучах, в камере с непрерывной чувствительностью могла бы быть заменена фотоэлектрической системой, при помощи которой фотографирование производилось бы при внезапных изменениях интенсивности рассеянного света. В качестве примера, иллюстрирующего принцип работы камеры с непрерывной чувствительностью, ниже описывается камера Лангсдорфа [52], которая, повидимому, является пока наиболее удачной из всех камер этого типа.

Камера Лангсдорфа. Камера Лангсдорфа (фиг. 13) состоит из полого вертикального цилиндра, параллельно оси



Фиг. 13. Камера с непрерывной чувствительностью [52].

которого создается большой градиент температуры. Находящийся внутри цилиндра газ насыщен паром у верхней (горячей) и у нижней (холодной) поверхностей, а в промежуточной области устанавливается некоторое пересыщение.

При достаточно большом различии температур верхней и нижней частей объема, содержащего газ, в промежуточной области, занимающей почти всю нижнюю половину камеры, можно получить пересыщение, достаточное для конденсации на ионах. Требующийся большой температурный градиент приводит к значительным затруднениям при конструировании камеры.

Из других требований, предъявляемых к камере подобного типа, необходимо отметить следующие:

1. Равновесное состояние диффузии должно быть устойчивым, несмотря на действие силы тяжести. При большой разности температур это условие является весьма жестким, требующим применения легкого пара и относительно тяжелого газа. Подходящим оказался метиловый спирт, диффундирующий в углекислом газе. Часто используемая смесь, состоящая из бутилового спирта, диффундирующего в дихлордифторметане, менее удовлетворительна, так как малая скорость диффузии снижает максимальную допустимую скорость конденсации до неприемлемо малой величины.

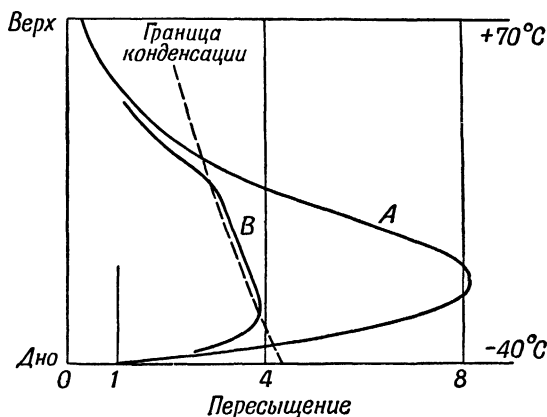
2. Диффундирующий от горячей поверхности пар не должен содержать центров конденсации. Лангсдорф показал, что этого можно достигнуть, используя пар, выделяющийся со свободной поверхности жидкости, нагретой излучением, распространяющимся сверху.

3. В чувствительном объеме допустима лишь минимальная конденсация, не связанная со следами, так как пополнение пара ограничивается диффузией.

Необходимо не только, чтобы вводимый пар не содержал центров конденсации, но и чтобы ионы, образованные в верхней части камеры (в которой конденсация на ионах не происходит), не попадали в чувствительную нижнюю часть камеры. Для этого применяется электростатическое поле, создаваемое при помощи электрода в виде проволочной сетки, помещаемого непосредственно над верхней границей чувствительного объема.

Действие диффузионной камеры схематически иллюстрируется на фиг. 14. Распределение пара в камере описывается одномерным уравнением диффузии, тогда как давление насыщенного пара определяется соответствующим градиентом температуры. Рассчитанное таким путем распределение пересыщения показано кривой А. Кривая критического пересыщения, необходимого для конденсации на ионах, показана пунктирной линией. Подобная же кривая

может примерно характеризовать пересыщение, соответствующее началу конденсации на центрах фона. При наличии конденсации давление пара во всех точках нижней части камеры уменьшается, и в равновесном состоянии распределение пересыщения, повидимому, будет соответствовать



Фиг. 14. Диаграмма действия камеры Лангсдорфа.

кривой *B*, для которой пересыщение нигде значительно не превосходит пересыщения, соответствующего пунктирной кривой.

Хотя в приборах типа камеры Лангсдорфа может быть получена непрерывная чувствительность, однако в них плохо выполняются условия, обеспечивающие возможность точных измерений. Это обстоятельство, повидимому, является основной причиной того, что эти камеры до сих пор не получили широкого распространения.

Глава IV

РАБОТА С КАМЕРОЙ ВИЛЬСОНА И ФОТОГРАФИРОВАНИЕ

ОСНОВНЫЕ ПРИНЦИПЫ РАБОТЫ

§ 1. Конструкция и материалы

Рассматриваемые в следующих параграфах вопросы являются элементарными и охватывают минимум общих сведений эмпирического характера, необходимых для работы с камерой Вильсона.

Конструктивными элементами обычной камеры являются детали из стекла или заменяющих его материалов (например, органическое стекло), металлические части, резина и различные уплотняющие вещества. Материал для всех этих элементов должен быть выбран так, чтобы снизить до минимума возможность загрязнения камеры, приводящего к образованию фона. Сведения по этому вопросу почти полностью являются эмпирическими. Стекло и его заменители являются чистыми материалами, и их можно свободно использовать, однако следует отметить специфические свойства органического стекла. Этот материал поглощает некоторые органические пары, в том числе пары спирта, и его поверхностный слой при этом размягчается. Указанное размягчение не ухудшает оптических свойств материала и даже является благоприятным, так как размягченный слой действует аналогично желатиновому слою, применявшемуся в классических работах Ч. Вильсона. Однако размягченная поверхность менее прочна, и при разборке камеры к ней не следует прикасаться до тех пор, пока абсорбированные пары полностью не испарятся. Такие металлы, как серебро, золото, платина, хром и никель, не вносят загрязнений, но неблагородные металлы определенно являются источником загрязнений, и хотя последнее может быть снижено путем оксидирования, все же внутренние части камеры желательно покрывать одним из перечисленных выше металлов. Влияние алюминия не выяснено; некоторые авторы находят возможным применять его внутри камеры, тогда как другие считают его источником сильного загрязнения. Резина и неопрен являются чистыми материалами, если они находятся в

покое. При быстром движении и особенно при быстрых изменениях натяжения наблюдается интенсивный фон, возникающий, вероятно, в результате образования зарядов. Это явление может быть в значительной степени ослаблено, если так сконструировать резиновые части, чтобы они двигались с возможно более постоянным натяжением. Уплотняющие материалы, например вазелин, а также большинство эмалей, не вносят загрязнений, если они хорошо высушены.

При сборке камеру необходимо тщательно вымыть. В особенности это относится к окнам, которые должны быть полностью обезжирены. В противном случае грязные места с течением времени становятся все более заметными, и это может привести к необходимости демонтировать камеру. Загрязнение стекла особенно заметно, если жидкость имеет тенденцию переходить на поверхность стекла вследствие неправильных градиентов температуры в камере.

§ 2. Очистка как средство предотвращения появления фона

Крайне существенно уметь визуально оценивать режим работы камеры Вильсона. Следует иметь в виду, что в камере, удовлетворительно работающей после сборки, с течением времени режим будет ухудшаться либо вследствие потери пара из-за диффузии, либо в результате слабых химических реакций, приводящих к загрязнению. Это может легко произойти, если камера не будет регулярно подвергаться тщательной проверке методом, описанным ниже. Визуальную проверку следует предпочесть фотографической, поскольку применение фотографии слишком трудоемко и, кроме того, при фотографическом методе детали поведения камеры могут быть искажены ошибками фотографирования и синхронизации, которые можно выявить только в том случае, если предварительно известен режим камеры. Для визуальных наблюдений крайне полезно снабдить камеру источником длительного освещения, который следует проектировать так, чтобы его включение по возможности не нарушало нормальную работу камеры и позволяло бы производить частую проверку ее режима. Так как при визуальной проверке существенно иметь возможность наблюдения отдельных капель, необходимо пользоваться сильным источником света с хорошей конденсорной

системой. Однако даже при хорошем освещении наблюдение желательно производить под малым углом рассеяния, порядка 30—45°.

Степень чистоты камеры оценивается по величине фона при расширениях, близких к границе конденсации на ионах, и по степени удаления при «очищающих расширениях» остаточных центров конденсации, эффективных при малых расширениях.

Процесс очистки. Невозможность удовлетворительной очистки при помощи вспомогательных очищающих расширений указывает либо на просачивание внутрь камеры атмосферного воздуха вместе с содержащейся в нем пылью, либо, что случается чаще, на сильное химическое загрязнение. Характерные особенности процесса очистки лучше всего проявляются в хорошей камере. В такой камере после сильной конденсации на ионах первые одно или два медленных расширения удаляют мало остаточных центров, но затем очистка происходит быстро, и в результате получается чистая камера, фон в которой не превышает 1 капли на 10 см³ газа. Взрастание эффективности очищающих расширений наблюдается после того, как число оставшихся центров станет достаточно малым, так что каждый из них может вырасти в большую каплю и упасть на дно камеры до испарения. Этот эффект особенно заметен в водороде в силу большого коэффициента диффузии и малой вязкости. Таким образом, наблюдение процесса очистки позволяет установить отсутствие в камере постоянного источника центров конденсации, эффективных при малых степенях расширения.

Конденсация вблизи границы конденсации на ионах. Конденсация вблизи этой границы является показателем чистоты камеры, и поэтому ее можно использовать для оценки качества работы камеры. Обычная проверка заключается в выполнении расширений с постепенно увеличивающимися степенями расширения от уровня, при котором фон пренебрежимо мал, до уровня, при котором фон слишком велик. Эта проверка производится в присутствии слабого источника γ -лучей, который дает небольшое количество электронных следов, что позволяет установить границу появления фона и границу конденсации на ионах. Очень важно (хотя часто этого не делают), чтобы эта проверка

производилась с известными градуированными степенями расширения. Такой метод имеет два преимущества: во-первых, он позволяет определить диапазон степеней расширения от начала конденсации на ионах до появления интенсивного фона и, таким образом, получить некоторый объективный критерий качества работы камеры; во-вторых, он позволяет изо дня в день следить за изменениями режима и обнаружить увеличение загрязнения и полное или частичное высыхание жидкости. При нормальных условиях диапазон степеней расширения от начала конденсации на ионах до появления неприемлемо сильной конденсации на центрах фона должен быть порядка 2% (пары воды в кислороде) или 1% (смесь воды со спиртом в отношении 25 : 75 в аргоне).

Весьма полезно проследить за серией расширений с постепенно увеличивающимися степенями расширения в чистой камере. Первые признаки конденсации на ионах должны появляться, когда фон еще пренебрежимо мал. По мере увеличения степени расширения следы становятся все более резкими и яркими, причем плотность фона растет до 1—10 капель на 1 см^3 . Объяснение такого улучшения внешнего вида следов, наблюдающегося в этих условиях, затруднительно, но это улучшение, несомненно, служит основой для визуального наблюдения режима камеры. Важным фактором является, повидимому, то, что, до тех пор пока не наступила почти 100-процентная конденсация на ионах обоих знаков, всегда будут присутствовать ионы, фиксируемые с заметным запаздыванием. При этом вторичные скопления, которые являются отличительным визуальным признаком следа, не будут иметь вида ярких точек. Кроме того, на ранних этапах будет наблюдаться только половина полного числа капель; чрезмерный избыток пара при больших расширениях не имеет существенного значения с точки зрения увеличения яркости капель.

На практике встречаются все степени загрязнения, начиная от чистых условий, описанных выше, до условий, при которых вообще невозможно различить следы. Необходимо подчеркнуть важность умения распознавать хороший рабочий режим и улавливать промежуточные уровни загрязнения, при которых следы образуются хотя и при приемлемом уровне фона, но по качеству соответствуют следам более ранних расширений в серии последовательно возрастающих расширений в чистой камере.

Меры борьбы с загрязнением. При загрязнении часто приходится разбирать камеру и опытным путем находить и устранять источник загрязнения. Из конструктивных материалов, кратко рассмотренных выше, наиболее вероятным источником загрязнений является растворитель, имеющийся в уплотняющих материалах и красках, которые сами по себе, в сухом виде, являются чистыми. Однако часто случается, что первоначально чистая камера с течением времени обнаруживает загрязнение; это явление может быть приписано слабым химическим реакциям и обычно может быть устранено без разборки камеры. Для этого камеру необходимо продуть сухим газом до полного удаления жидкости; при добавлении свежей жидкости камера, как правило, оказывается чистой.

§ 3. Стабильность температуры

Работа с камерой в помещении, в котором имеются резкие колебания температуры, представляет значительные трудности. Эти трудности вызываются двумя причинами: 1) свободная жидкость имеет тенденцию перегоняться к наиболее холодным частям (при отсутствии специальных мер такой частью будет одно из стекол) и 2) изменения температуры приводят к конвекционным потокам в камере (см. гл. VI, § 6), которые сильно снижают точность геометрических измерений. Поэтому в помещении, где работает камера, температура должна поддерживаться постоянной. Кроме того, рекомендуется производить (особенно в вертикальных камерах) небольшое охлаждение в наиболее низкой точке камеры и вводить жидкость в этом месте. Это местное охлаждение полезно в двух отношениях: оно устраняет перемещение жидкости в нежелательные места и стабилизирует газ в камере, создавая отрицательный температурный градиент в направлении сверху вниз. Охлаждение для этой стабилизации должно быть умеренным, так как хотя во время расширения стабильность и важна, однако восстановление камеры после процесса очистки может быть значительно задержано, если стабильность газа устанавливается слишком рано. После последнего очищающего расширения газ в камере сжат и нагрет. Для того чтобы в нем установились рабочие условия, он должен быть насыщен и стабилизирован. На первых стадиях восстановлению насыщения способствует сильная конвекция, однако если стабильное

состояние установилось прежде, чем насыщение наступило во всем объеме газа, то дальнейший перенос паров будет осуществляться только за счет диффузии. Эта преждевременная стабильность может наступить при чрезмерном охлаждении дна камеры.

§ 4. Автоматические механизмы

В настоящее время бóльшая часть операций рабочего цикла камеры обычно производится при помощи автоматического управляющего механизма. Имеются различные варианты аппаратуры, разработанной для этой цели. Здесь будут отмечены только некоторые основные ее особенности.

Для самой камеры, исключая из рассмотрения работу фотоаппарата и относящегося к нему оборудования, начало срабатывания управляющего механизма зависит от природы начального сигнала. При работе в области ядерной физики пуск управляющего механизма осуществляется самим оператором и может быть синхронизирован так, чтобы впуск ионизирующих частиц происходил в момент установления полного пересыщения. При управлении с помощью счетчиков сигнал приходит в момент прохождения случайной частицы. Основные требования к управляющему механизму в обоих случаях одинаковы и состоят в следующем:

а) момент осветительной вспышки, считываемый в зависимости от условий опыта либо от момента впуска пучка частиц, либо от момента срабатывания системы счетчиков (см. гл. V, § 2), должен плавно регулироваться в пределах примерно от 0,01 до 0,5 сек.;

б) число очищающих расширений должно легко изменяться в некоторых пределах, например от 1 до 10;

в) задерживающий механизм должен препятствовать срабатыванию камеры после окончания цикла очистки, для того чтобы восстановились насыщение и стабильность газа (необходимая длительность задержки находится экспериментально, причем желательно, чтобы она регулировалась).

ОПТИКА И ФОТОГРАФИРОВАНИЕ КАПЕЛЬ ТУМАНА

§ 5. Природа объекта

След частицы содержит два различных вида объектов фотографирования. Отдельные капли воды диаметром порядка 10^{-3} см дают изображения, размеры и

форма которых всецело определяются аппаратурными факторами: диффракционным кружком и абберациями объектива, а также разрешающей способностью фотографической эмульсии. С другой стороны, небольшие плотные скопления, образованные медленными вторичными электронами, дают изображения, которые по форме и плотности до известной степени соответствуют скоплению. Так как эти изображения, по существу, являются результатом наложения изображений отдельных капель, то, следовательно, их легче фотографировать, и при плохих условиях освещения только они и получаются на фотографиях. Характерными примерами скоплений капель являются следы α -частиц, медленных протонов и тяжелых ядер

Необходимый уровень фотографической техники зависит от того, должны регистрироваться отдельные капли, или нет. За последние годы выяснилось, что при точных измерениях всегда следует стремиться к регистрации отдельных капель. Отдельные капли точнее чем скопления определяют истинную траекторию первичной частицы, так как даже при отсутствии диффузионного размытия невозможно правильно установить, какая точка плотного скопления наиболее точно лежит на траектории первичной частицы. Кроме того, при измерении полной или первичной ионизации, а также вообще в исследованиях, в которых интерпретация может зависеть от точности определения числа ионов, от значений кривизны, измеренных на очень коротких участках следа и от наличия или отсутствия следов частиц отдачи с малым количеством капель, требуется в первую очередь иметь уверенность в том, что регистрируется каждая капля.

Поэтому мы рассмотрим проблему фотографирования следов в основном с точки зрения регистрации отдельных капель.

§ 6. Рассеяние света на каплях

В момент фотографирования капли фона и следов слабо ионизирующих частиц имеют радиус порядка 20 длин волн, в то время как в плотных следах они значительно меньше вследствие эффекта обеднения парами жидкости. Таким образом, капли, которые необходимо сфотографировать как отдельные объекты, всегда имеют большие размеры.

Угловое распределение света, рассеянного на этих каплях, не было выражено в удобном для расчетов виде. Результаты, полученные Ми [53] и Релеем [54], становятся непригодными для капель с радиусом, превосходящим примерно 2 длины волны, в то время как выводы геометрической оптики применимы лишь для капель значительно больших размеров. Однако общая форма распределения надежно установлена, и ценное экспериментальное исследование в важной области углов было сделано Уэббом [55]. Для рассеяния в направлении вперед имеется резкий максимум, с удалением от которого интенсивность непрерывно падает до минимума, наблюдающегося при угле рассеяния, несколько большем 90° ; за этим минимумом интенсивность рассеянного света снова растет до слабо выраженного максимума, соответствующего рассеянию назад.

Результаты Уэбба, относящиеся к каплям воды и к каплям, конденсирующимся из нормальной водно-спиртовой смеси, приведены в табл. 12 и представлены в виде

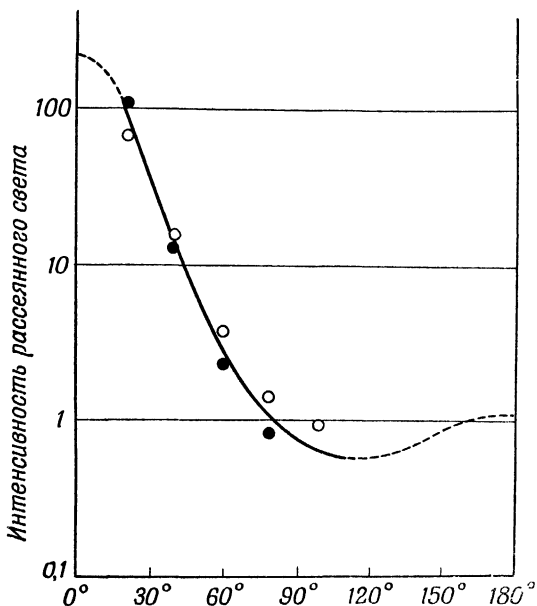
Таблица 12

ИНТЕНСИВНОСТЬ СВЕТА, РАССЕЯННОГО
КАПЛЯМИ
Диаметр капель $\sim 2 \cdot 10^{-3}$ см

Угол рассеяния, град.	Относительная интенсивность рассеянного света	
	вода	смесь воды и спирта
20	100	63
40	12	13
60	2,5	4,7
80	0,8	2,0
100	—	1,0

графика на фиг. 15. Эти результаты отчетливо выявляют очень сильный рост интенсивности рассеянного света в направлении вперед. Отношение интенсивности света, рассеянного под углами 30 и 90° , достигает, по крайней мере, 20 или 30. Следует заметить, что отдельным деталям таблицы, повидимому, не следует придавать особого значения. В самом деле, капли этих двух конденсирующихся жидкостей имеют близкие размеры и в действительности

дают почти одинаковое полное рассеяние; их показатели преломления не могут сильно различаться. Поэтому трудно понять, почему водно-спиртовые капли при углах рассеяния, близких к 90° , должны являться значительно более эффективными рассеивателями, чем капли чистой воды.



Фиг. 15. Рассеяние света на каплях в камере Вильсона.

Сплошная кривая относится к области, исследованной Уэббом [55] (● — для воды, ○ — для смеси спирта и воды), пунктирная часть кривой — предполагаемое продолжение.

Иногда с целью уменьшения искажений следов фотографирование производится в возможно более ранний момент. Капли в этот момент имеют значительно меньшие размеры, и изменение интенсивности рассеяния в зависимости от угла менее заметно. Большинство фотографий в камере Вильсона снимается под углом рассеяния порядка 90° , который, как мы видели соответствует направлению неэффективного рассеяния. Хотя этот угол и диктуется иногда геометрическими условиями, например при измерениях кривизны следа в магнитном поле, когда

необходимо проводить фотографирование вдоль направления поля, однако его широкое использование основано на том, что фотографирование под прямым углом к направлению освещающего пучка света создает лучшие условия для выделения области хорошей фокусировки и, кроме того, позволяет легко избежать засвечивания дна и стеклянного окошка, через которое фотографируются следы. С другой стороны, доказано, что фотографирование возможно и под значительно меньшими углами без ограничения освещаемого пространства, при условии, что окошки, через которые свет входит в камеру Вильсона, находятся в поле зрения фотоаппарата (см., например, работу [56], в которой использовался угол рассеяния, равный примерно 20°). Однако при использовании этого способа окошки, через которые входит свет, должны быть исключительно чистыми, что представляет серьезные трудности.

Практически в обычных камерах допустимы небольшие отклонения от угла рассеяния 90° , причем показано, что отклонения на 15 или 20° приводят к заметному увеличению интенсивности рассеянного света; этот способ увеличения интенсивности рассеянного света в ряде случаев может быть использован.

§ 7. Фотографическое изображение отдельной капли

Исследование фотографий, на которых могут быть различены изображения отдельных капель, показывает, что все изображения имеют приблизительно одинаковые размеры. В чувствительных эмульсиях диаметр изображения капли колеблется между $2 \cdot 10^{-3}$ и $3 \cdot 10^{-3}$ см, и, таким образом, изображение имеет значительно бóльшую величину, чем чисто оптическое изображение в плоскости фокуса. Поэтому размер фотографического изображения всецело определяется свойствами эмульсии: размером зерна и вуалью. Следовательно, условия регистрации изображения отдельной капли состоят в следующем:

а) объектив фотоаппарата должен собирать достаточное количество света, рассеянного от капли, чтобы обеспечить минимальную необходимую интенсивность кружка изображения диаметром порядка $2 \cdot 10^{-3}$ см;

б) объектив должен сфокусировать этот свет в кружок оптического изображения, имеющий значительно меньший диаметр.

Степень почернения, необходимая для легкой идентификации при таких малых изображениях, конечно, значительно больше почернения, необходимого для различения больших изображений, и является величиной, определяемой экспериментально. Заметное число изображений с большими размерами, соответствующих не сфокусированным каплям, может наблюдаться только при значительном избытке света.

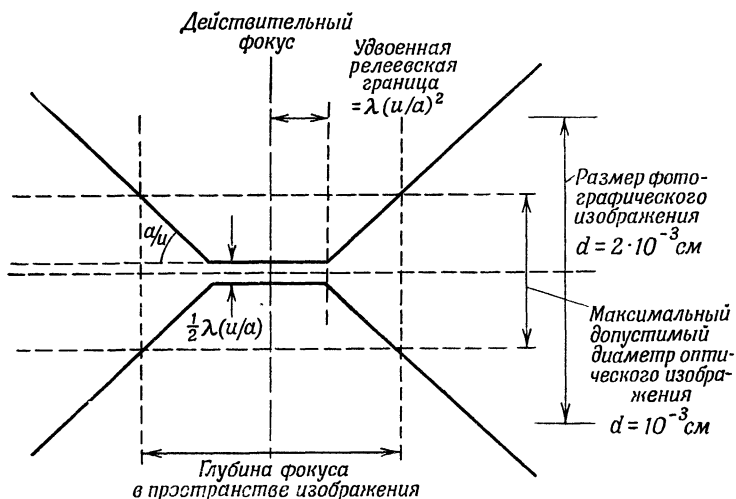
Выделяемый апертурой фотоаппарата минимальный телесный угол, необходимый для получения изображения капли, определяется интенсивностью рассеянного света и свойствами эмульсии, так как свет, сфокусированный объективом фотоаппарата, распределяется по кружку постоянной площади. Следовательно, при данных осветительном и фотографическом устройствах имеется некоторое максимальное расстояние, с которого еще возможно фотографирование отдельной капли. Для этого расстояния глубина фокуса в пространстве объекта, в пределах которой могут быть сфотографированы отдельные капли, имеет максимальное значение.

§ 8. Глубина фокуса

Если фотографическое изображение капли имеет диаметр $2 \cdot 10^{-3}$ см, мы можем оценить глубину фокуса, считая, что оптическое изображение имеет несколько меньший диаметр, например 10^{-3} см. Для столь малого изображения нельзя применять чисто геометрическую оптику. Мы будем приближенно считать, что объектив не обладает сферической аберрацией, и, следовательно, до расстояния от плоскости фокуса, при котором разность хода между центральным и боковым лучами соответствует изменению фазы на π (удвоенная релеевская граница), диаметр изображения примерно равен диаметру диффракционного диска в плоскости действительного фокуса, и что за пределами этого расстояния кружок изображения увеличивается приблизительно геометрически. Необходимо подчеркнуть, что эта картина является идеализированной и что широкоугольные объективы, особенно при малых увеличениях, для которых они специально не корректируются, обнаруживают заметные отклонения от нее.

Если апертура объектива равна $2a$ и расстояние до изображения равно u , то диаметр центрального диффрак-

ционного диска приближенно может быть принят равным $u\lambda/2a$, а релейевская граница фокуса, соответствующая разности хода между центральным и крайним боковым лучами $\frac{1}{4} \lambda$, равной $\delta u = u^2\lambda/2a^2$. Интенсивность центрального дифракционного диска мало меняется вплоть



Фиг. 16. Диаграмма, иллюстрирующая соотношение между релейевской границей фокуса и фотографическим изображением одиночной капли.

Объектив с относительным отверстием $f:2$, свободный от сферической aberrации; масштаб в поперечном направлении в 4 раза больше масштаба в продольном направлении; $\lambda = 5 \cdot 10^{-5}$ см.

до релейевской границы, в то время как его диаметр остается практически неизменным до расстояния порядка $2\delta u = u^2\lambda/a^2$, где интенсивность дифракционного диска составляет 0,45 от максимальной. С достаточным основанием можно предположить, что интегральная интенсивность изображения по всей этой области за пределами удвоенной релейевской границы не меняется.

На фиг. 16 иллюстрируются соотношения между фотографическим изображением, оптическим изображением, диском в фокальной плоскости и релейевской границей для объектива с относительным отверстием $f:2$, свободного от сферической aberrации. Легко видеть, что область минимального размытия изображения занимает около $1/2$ полной глубины

фокуса и увеличивается с уменьшением относительного отверстия объектива. Последнее обстоятельство является весьма важным, так как при наличии фотографических материалов достаточной чувствительности и более высокой разрешающей способности можно при незначительном уменьшении глубины фокуса получить изображения капель, имеющие существенно меньшие размеры, при которых возможен детальный подсчет числа капель на обычных фотографиях, полученных в камерах, управляемых счетчиками. Объективы, обладающие сферической аберрацией, в рабочих условиях обычно имеют меньшую глубину фокуса, но степень уменьшения невелика.

В табл. 13 приведены полученные этим путем значения глубины фокуса для наиболее употребительных относительных отверстий и фокусных расстояний, которые, по видимому, являются достаточно точными для использу-

Таблица 13

ГЛУБИНА ФОКУСА В КАМЕРЕ ВИЛЬСОНА

Относительное отверстие		2	3,5	5,5	8
Минимальный диаметр оптического изображения, см		10^{-4}	$2 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-4}$	$4 \cdot 10^{-4}$
Удвоенная релеевская граница, см		$0,8 \cdot 10^{-3}$	$2,5 \cdot 10^{-3}$	$6,2 \cdot 10^{-3}$	$1,3 \cdot 10^{-2}$
Фокусное расстояние, см	Расстояние до объекта, см	Глубина фокуса в камере Вильсона, см			
3,7	30	0,3(0,1)	0,6(0,3)	1,1(0,7)	1,8(1,3)
	60	1,3(0,4)	2,5(1,2)	4,9(3,1)	8,4(6,1)
	100	3,6(1,1)	7,4(3,5)	14(9,0)	25(18)
5,0	50	0,4(0,1)	0,8(0,4)	1,6(1,0)	2,9(2,1)
	100	1,9(0,6)	3,8(1,8)	7,3(4,6)	13(9,2)
	200	8,0(2,5)	16(7,7)	32(20)	55(40)
7,5	50	0,2(0,1)	0,4(0,2)	0,6(0,4)	1,1(0,8)
	100	0,8(0,3)	1,7(0,8)	3,2(2,0)	5,5(4,0)
	200	3,5(1,1)	7,0(3,3)	14(8,6)	23(17)

* Значения вне скобок относятся к обычным фотографическим эмульсиям; в скобках даны предельные значения для возможных эмульсий с очень высокой разрешающей способностью (см. § 8 этой главы); $\lambda = 5 \cdot 10^{-5}$ см.

емых в настоящее время материалов. В скобках приведены значения глубины фокуса, соответствующие удвоенной релейской границе, и, следовательно, для фотографического материала с очень высокой разрешающей способностью и для объектива, свободного от аберрации.

Хотя данные табл. 13 относятся к идеальному объективу, их можно использовать как основу для обсуждения практических вопросов, связанных с выбором и использованием подходящих объективов. Ниже мы будем всюду предполагать, что необходимо фотографировать отдельные капли.

Глубина фокуса для данного объектива. При фиксированной освещенности наибольшая глубина фокуса, в пределах которой фотографируются отдельные капли, соответствует максимальному относительному отверстию объектива. Например, объектив с фокусным расстоянием $3,7\text{ см}$ при относительном отверстии $f:3,5$ и расстоянии до объекта 100 см имеет глубину фокуса $7,4\text{ см}$. Если относительное отверстие уменьшить до $f:5,6$, то расстояние до объекта, при котором апертура объектива выделяет тот же телесный угол относительно капли, уменьшится до 63 см и глубина фокуса составит только 5 см . При относительном отверстии $f:8$ расстояние до объекта равно 44 см и глубина фокуса равна 3 см . Таким образом, для данного объектива и фиксированной освещенности увеличение, необходимое для разделения изображений капель, достигается за счет уменьшения глубины фокуса. Кроме того, при уменьшении относительного отверстия и соответствующем росте критического увеличения, необходимого для фотографирования отдельных капель, уменьшается охватываемая объективом поверхность камеры.

Объективы с различными фокусными расстояниями, используемые при одинаковом увеличении. Часто фотографическую систему желательно выбрать такой, чтобы получить определенный размер негатива, чаще всего размер, допускаемый обычной киноплёнкой, имеющей ширину 35 мм . Тогда расстояние до объекта приблизительно пропорционально фокусному расстоянию объектива, и граница фотографирования капель будет соответствовать одинаковым относительным отверстиям объективов. Коротко-

фокусные объективы имеют некоторое преимущество в отношении глубины фокуса. Все же в отдельных случаях, как, например, при фотографировании камеры, содержащей систему пластин, предпочтительнее использовать длиннофокусные объективы.

Использование света при управлении с помощью счетчиков. Получение высококачественных научных снимков, которые в настоящее время крайне важны при изучении космических лучей, может быть значительно облегчено правильным использованием освещения. Имеющиеся различные пути такого использования являются компромиссом между разного рода конкурирующими требованиями. Например, если фотографирование производится при увеличенном уровне освещения капель, то избыток света может быть использован, чтобы: а) обеспечить большую глубину фокуса при данном увеличении и, таким образом, увеличить фотографируемый объем камеры; б) повысить увеличение, что улучшает разделение изображений капель и повышает точность определения плотности ионизации в следах; в) применить для той же цели эмульсию с более высокой разрешающей способностью (но менее чувствительную); г) увеличить время диффузии следов без уменьшения точности геометрических измерений. Интересно отметить, что последние три способа увеличивают точность счета капель без уменьшения геометрической точности. Второй из них, который приводит к уменьшению диаметра фотографического изображения капли, на практике не осуществлен, и можно считать, что его применение ограничивается возможностями стандартной оптической аппаратуры. Остальные два способа практически более интересны, но в настоящее время нет достаточных данных для их сравнения.

О степени использования света можно сделать очень мало общих замечаний. Несомненно, однако, что на практике наиболее часто упускаемым из вида фактором является время роста капель до момента фотографирования. Нежелательное влияние большого времени роста обнаруживается только при проведении больших серий геометрических измерений, но даже и в этом случае оно проявляется только в незначительном снижении точности. Другие же свойства фотографий благодаря сильному рассеянию на крупных каплях превосходны, причем наряду с хорошей

яркостью изображения капель получается достаточная глубина фокуса. Важно помнить, что время роста обычно не меньше интервала времени между моментом прохождения управляющей частицы и окончанием расширения и что поэтому при оценке допустимых искажений, обусловленных имеющимися постоянными конвекционными токами в камере (см. гл. VI, § 6), учет времени роста является, по крайней мере, столь же важным. Адамс и др. [57] указывают, например, что время роста может превосходить время расширения в 20 раз. Впрочем, этот пример вовсе не типичен, поскольку он относится к исключительно быстродействующей камере. Время роста, повидимому, может быть уменьшено за счет других факторов при использовании для освещения импульсной вспышки.

Глава V

УПРАВЛЕНИЕ ПРИ ПОМОЩИ СЧЕТЧИКОВ

§ 1. Преимущества управления при помощи счетчиков

Управление камерой Вильсона при помощи системы счетчиков Гейгера составляет столь большую и важную область работы с камерой Вильсона, что может по праву считаться одним из основных методов работы. Ниже мы рассмотрим управление при помощи счетчиков применительно к исследованию космических лучей, где оно особенно необходимо.

Преимущества управления при помощи счетчиков можно выявить, оценивая скорость, с которой могут быть получены типичные данные о космических лучах при случайном фотографировании, т. е. при срабатывании камеры Вильсона с частотой, допускаемой временем восстановления между последовательными расширениями. Успех такого способа всецело зависит от того, что считать удачной фотографией одиночного следа или группы следов. В некоторых случаях для установления наиболее существенных особенностей явления достаточно фотографий весьма посредственного качества, совершенно непригодных для точных измерений (примером могут служить первые фотографии процесса распада мезона). При этих условиях случайное фотографирование имеет то преимущество, что позволяет использовать весь период чувствительности и применять камеры с большим временем чувствительности.

Однако применение камеры Вильсона для получения только качественных результатов ограничено. В большинстве исследований, и прежде всего при изучении космических лучей, существенное значение приобретает вопрос о точности измерений. Как будет показано в гл. VI, § 5, время, в течение которого следы входящих в камеру Вильсона частиц могут фотографироваться с искажениями, не превышающими искажений, имеющих место при использовании управляющих счетчиков, по порядку величины равно времени расширения, т. е. колеблется от 0,01 до

0,02 сек. Это время собирания, в течение которого следы частиц, случайно прошедших через камеру, искажаются в той же степени, что и следы, получаемые при управлении с помощью счетчиков, повидимому, может быть увеличено до 0,05 сек. без заметного увеличения искажений. Однако даже при таком времени собирания недостатки способа случайного срабатывания очевидны. Проиллюстрируем это на примере.

Поток ионизирующих космических частиц на уровне моря через горизонтальную площадку в 1 см^2 составляет приблизительно 1 частицу в минуту с угловым распределением относительно вертикального направления по закону квадрата косинуса. Таким образом, поток частиц через камеру диаметром 30 см и глубиной 5 см будет равен примерно 3 частицам в секунду, а через камеру больших размеров он будет соответственно больше. Поскольку время чувствительности обычной камеры указанных размеров, в лучшем случае, не превышает $\frac{1}{5}$ сек., то приблизительно каждая вторая фотография будет содержать след космической частицы. Небольшое увеличение размеров или давления приведет к появлению следов практически на каждой фотографии.

Однако эта эффективность уменьшается на порядок величины за счет дополнительных ограничений, связанных с угловым распределением частиц, с различием их природы и с малой величиной времени собирания, обеспечивающего возможность точных измерений траектории. Правильной мерой эффективности камеры Вильсона, срабатывающей случайно, является доля полного рабочего времени, в течение которой регистрируются следы, удовлетворяющие определенным требованиям. Эта доля определяет эффективное время, в течение которого камера способна регистрировать данное явление при условиях, обеспечивающих удовлетворительную точность измерений.

Упомянутая выше камера диаметром 30 см и глубиной 5 см позволит получить достаточно хорошие для многих целей, мало искаженные следы в течение $\frac{1}{20}$ сек. и будет восстанавливаться после каждого расширения примерно в течение 4 мин. (для получения очень точных результатов используемое время собирания должно быть еще короче). Таким образом, доля рабочего времени, в течение которой камера эффективна, составляет $\frac{1}{5000}$. Частицы, проходящие всю глубину камеры, например

в телесном угле, равном $1/10$, будут наблюдаться с частотой, равной примерно 10 в минуту, и, следовательно, при непрерывной работе камеры будут фотографироваться 1 раз в 8 часов. Более редкие частицы, составляющие 1% от полного потока, будут регистрироваться 1 раз за месяц непрерывной работы, а такие явления, как проникающие ливни, которые наблюдаются на уровне моря приблизительно в количестве одного на 10^5 частиц, при требуемом качестве снимков будут фотографироваться не чаще, чем 1 раз в 80 лет!

Неуправляемая камера Вильсона имеет определенное значение как наиболее эффективный метод получения сведений о распределении частиц, однако скорость накопления точных данных о редких явлениях чрезвычайно низка. Управление камерой Вильсона при помощи счетчиков, предложенное Блэккетом и Оккиалини [58], значительно расширяет круг явлений, которые могут быть сфотографированы при хорошем качестве снимков.

§ 2. Технические задачи управления

Основные технические задачи, относящиеся к управлению при помощи счетчиков, были детально исследованы Блэккетом [59]. Эти задачи целиком определяются промежутком времени между моментом, когда частица или группа частиц вызвала срабатывание системы счетчиков Гейгера, и моментом, когда образовавшиеся ионы в результате конденсации могут быть с достаточной точностью зафиксированы на месте своего образования.

Если не учитывать рекомбинации, то обусловленное диффузией распределение ионов, образовавшихся вдоль траектории быстрой частицы, прошедшей через газ камеры, может быть записано в виде

$$n(r) = \frac{N_0}{4\pi D\tau} e^{-\frac{r^2}{4\nu\tau}}, \quad (35)$$

где N_0 — полное число ионов каждого знака на 1 см следа, D — коэффициент диффузии ионов, r — расстояние от траектории и $2\pi r n(r) dr$ — число ионов в цилиндрическом слое от r до $r + dr$ на 1 см длины в момент времени τ после их образования.

На фотографии обычно имеют дело с проекцией следа на плоскость, и если, как это часто бывает, эта плоскость

приблизительно параллельна траектории частицы, то число проекций капель на 1 см длины на расстояниях от x до $x + \delta x$ от центра проекции следа равно¹⁾

$$\frac{N_0}{4 \pi D \tau} \delta x \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{x^2+y^2}{4 D \tau}} dy.$$

Отсюда для плотности проекций капель $\rho(x)$ на расстоянии x от центра проекции следа получаем

$$\rho(x) = \frac{N_0}{\sqrt{4 \pi D \tau}} e^{-\frac{x^2}{4 D \tau}} = \rho_0 e^{-\frac{x^2}{4 D \tau}},$$

где

$$\rho_0 = \frac{N_0}{\sqrt{4 \pi D \tau}}.$$

Ширина X , в которой содержится 90% полного числа проекций капель и которая приближенно может быть принята за ширину следа, будет равна

$$X = 4,68 \sqrt{D \tau}. \quad (36)$$

В воздухе при нормальных условиях $D = 0,034 \text{ см}^2/\text{сек}$, и, таким образом,

$$X = 0,86 \sqrt{\tau} \text{ см}.$$

Отсюда видно, что если задается условие, чтобы ширина следа не превышала 1 мм, то τ должно быть не больше $1/70$ сек.

Значение этой цифры иногда недооценивается. Если снимки не предназначаются для измерения направления и кривизны следов, то допустимо значительно большее время диффузии; с другой стороны, уменьшение времени диффузии, несомненно, будет до некоторой степени уменьшать основные ошибки измерения. Интервал $1/70$ сек. по порядку величины характеризует наиболее быстрое расширение, которое может быть еще легко осуществлено при использовании обычных механизмов в камере

¹⁾ Рассмотрение проводится в прямоугольных координатах, где ось y направлена к наблюдателю, а ось x нормальна к направлению следа и лежит в плоскости снимка. — Прим. ред.

нормального размера, т. е. емкостью в несколько литров. Он определяется такими факторами, как величина разности давлений, необходимая для перемещения поршня или диафрагмы, и достижимая скорость вытекания газа из нижнего объема камеры. Еще большее сокращение длительности процесса расширения требует значительного усложнения расширительного механизма. При этом, однако, появляются резко выраженные и с трудом поддающиеся устранению недостатки, зависящие от поведения поршня в конце движения и электризации резины при быстро изменяющемся натяжении. Поэтому важно иметь ясное представление о ценности преимуществ, которые можно ожидать от такого быстрого расширения. Камера с очень малым временем срабатывания описана в работе [57]. Диаметр этой камеры равен 17 см, длительность расширения равна 0,004 сек.

В гл. VI, § 5, будет показано, что возможная точность геометрических измерений зависит от «возраста» следа в момент фотографирования, так как она определяется искажениями в камере, из которых наиболее значительными обычно являются искажения, вызываемые конвекционным движением газа. Действие этого движения проявляется от момента прохождения быстрой частицы до момента фотографирования. Этот интервал времени может быть записан в виде $\tau_e + \tau_p$, где τ_e — время расширения, измеряемое от момента прохождения управляющей частицы, а τ_p — время роста капель тумана до момента фотографирования. Интервал времени τ_p может регулироваться в некоторых пределах. Так как интенсивность света, рассеянного растущей каплей, увеличивается приблизительно линейно со временем (см. гл. I, § 8), то за счет увеличения освещенности фотографирование может быть произведено в более ранний момент и тем самым уменьшено необходимое время роста капель. Однако на практике избыток света редко используется для этой цели. Тот небольшой избыток света, которым располагает экспериментатор, применяя новейшие осветители и высокочувствительные фотографические эмульсии, как правило, используется для увеличения глубины фокуса путем диафрагмирования объектива фотоаппарата. Таким образом, в большинстве случаев время роста капель τ_p является величиной, более или менее постоянной, которая обычно лежит между 0,1 и 0,02 сек. Что касается величины τ_e , то очевидно, что нельзя

добиться заметного результата за счет ее уменьшения, поскольку она значительно меньше, чем τ_p .

Ниже будет показано также (см. гл. VI, § 12), что точность, с которой диффузная колонка капель воспроизводит траекторию частицы, пропорциональна $\tau_e^{-\frac{1}{2}}$ и что при хорошем режиме камеры ошибка, обусловленная этой причиной, лишь немного меньше ошибки, вызываемой искажениями в камере. Если τ_p было бы значительно меньше, чем τ_e , то ошибки в определении траектории в основном определялись бы этой последней величиной. В соответствии с этим при уменьшении τ_e точность увеличивалась бы только как $\tau_e^{-\frac{1}{2}}$. Однако при обычных значениях величины τ_p влияние τ_e не имеет решающего значения.

Следовательно, до тех пор пока необходимое время роста капель существенно не снижено, преимущество более быстрого расширения невелико. Таким образом, наиболее эффективным способом увеличения точности измерения следов, полученных в камере, управляемой при помощи счетчиков, является, повидимому, уменьшение времени роста капель.

§ 3. Разрешающее время камеры Вильсона

Система счетчиков, управляющая камерой Вильсона, может выделять группу частиц, проходящих через камеру одновременно с точностью до 10^{-6} сек., определяемой разрешающим временем системы счетчиков и относящегося к ней оборудования. Хотя в практике работы со счетчиками хорошо известны методы определения вероятности случайного совпадения частиц по разрешающему времени отдельных счетчиков и их скорости счета, мы будем предполагать, что эти частицы проходят одновременно. С точки зрения работы камеры все эти отобранные счетчиками частицы точно ассоциированы во времени. Однако вполне возможно, что за эффективное время камеры через нее пройдут также и случайные частицы. Поэтому, если задачей исследования является установление генетической связи определенных частиц, необходимо уметь оценить вероятность того, что случайные частицы будут не отличимы от группы, выделенной счетчиками, т. е. знать разрешающее время камеры Вильсона.

Частицы, вошедшие в камеру после установления пересыщения, являются практически неразличимыми, и, следовательно, разрешающее время для резких следов равно либо времени чувствительности, либо времени, определяемому моментом фотографирования, в зависимости от того, какое из этих времен короче. С другой стороны, промежуток времени между входом частицы, прошедшей до расширения, и установлением пересыщения определяет диффузионную ширину следа, и ширины следов частиц, прошедших не одновременно, могут быть различены.

Мы предположим, что различие ширин двух следов может быть установлено, если они отличаются на множитель f . При благоприятных условиях множитель f может достигать значения 0,7, однако если общий технический уровень фотографии низок или если имеется сомнение в одинаковости освещения сравниваемых следов, множитель f будет значительно меньше. Обозначим через τ_e интервал времени между прохождением частицы, запускающей камеру, и моментом, когда вследствие начавшейся конденсации подвижность ионов упадет до нуля. Тогда время, в течение которого проходящие через камеру частицы создают неразличимые по «возрасту» следы, простирается от $f^2\tau_e$ до τ_e/f^2 , и, таким образом, разрешающее время камеры t_0 равно

$$t_0 = \left(\frac{1}{f^2} - f^2 \right) \tau_e. \quad (37)$$

Если $f \sim 0,7$, то $t_0 \sim 1,5 \tau_e$, а в более общем случае t_0 лежит в пределах от τ_e до 4 или 5 τ_e — в зависимости от качества работы камеры.

Этот элементарный анализ, повидимому, вполне достаточен при обычных условиях управления при помощи счетчиков, когда τ_e по порядку величины равно $1/30$ — $1/100$ сек., хотя при значительно более коротких временах начинает сказываться влияние конечной ширины «резких» следов. Ясно, что требования, предъявляемые к управляющей системе, предназначенной для точных измерений, полностью совпадают с требованиями, обеспечивающими получение оптимального разрешающего времени, и что при фотографировании в неуправляемой камере длительность собирания, при которой разрешающее время становится

сравнимым с разрешающим временем управляемой камеры, равна по порядку величины только времени срабатывания камеры (см., например, § 6 этой главы).

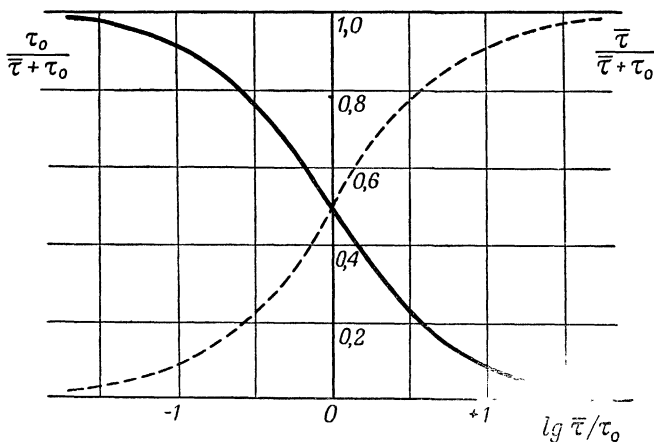
§ 4. Частота срабатывания камеры, управляемой счетчиками

При исследованиях в области космических лучей скорость счета системы счетчиков Гейгера существенно зависит от двух факторов: от геометрического фактора, поскольку скорость счета определяется действующей поверхностью счетчиков и телесным углом, и от фактора отбора, поскольку система реагирует только на определенные частицы или группы частиц. Отбирающие свойства обычно основаны на исключении: к устройству, реагирующему на многие категории частиц, добавляются элементы, которые исключают нежелательные категории и оставляют лишь требуемые. Только в редких случаях система счетчиков чувствительна лишь к одному типу явлений. Отбор посредством исключения в идеальном случае должен быть резким, чтобы все желательные явления регистрировались, а все остальные исключались. Однако практически отбор бывает только частичным, так как увеличение жесткости накладываемых условий до степени, почти исключающей регистрацию нежелательных явлений, резко снижает эффективность регистрации изучаемых явлений. Используемая отдельно система счетчиков, предназначенная для изучения определенного явления, должна, как правило, осуществлять строгий отбор, чтобы не было сомнений в том, что наблюдаемые свойства принадлежат именно этому явлению, и, следовательно, необходимо примириться с соответствующим уменьшением ее эффективности (см., например, работу [60], где эффективность по отношению к проникающим ливням была сильно уменьшена в результате усложнений, предназначенных для исключения других явлений).

При использовании системы счетчиков для управления камерой Вильсона положение несколько меняется. В некоторых случаях необходим очень строгий отбор, и эти случаи составляют группу экспериментов, в которых данные, полученные из фотографий в камере Вильсона, более или менее равнозначны сведениям, получаемым при помощи некоторой системы счетчиков. Однако чаще фотогра-

фии в камере Вильсона представляют интерес сами по себе, вне зависимости от управления при помощи счетчиков, при котором они были получены. При этом повышенная строгость отбора при неизменных прочих условиях будет только уменьшать полное число фотографий, на которых наблюдается изучаемое явление. Поэтому мы приведем соображения, касающиеся вопроса о скорости счета счетчиков, управляющих камерой Вильсона.

Характеристическое время. Время восстановления камеры Вильсона складывается из времени, затрачиваемого на выполнение очищающих расширений после ее срабатывания, и времени, в течение которого камера должна оставаться в покое, чтобы исчезли возникшие вследствие



Фиг. 17.

сжатия конвекционные потоки и чтобы во всем объеме камеры восстановилось насыщение. Это время является характеристическим временем, по отношению к которому следует рассматривать действие управляющей системы. Характеристическое время меняется от 1 или 2 мин. у малых камер, до 10 мин. у камер большого размера и до еще большей величины у камер высокого давления.

Если мы обозначим через τ_0 время восстановления камеры, а через $\bar{\tau}$ — среднее время ожидания, определяемое

частотой регистрируемого явления, то частота фотографирования будет равна $(\tau_0 + \bar{\tau})^{-1}$, а доля полного времени, в течение которой прибор реагирует на исследуемые явления (относительное время «готовности к регистрации»), составит $\bar{\tau}/(\tau_0 + \bar{\tau})$. Ясно, что частота фотографирования не может быть значительно увеличена, если $\bar{\tau}$ существенно меньше τ_0 , тогда как относительное время «готовности к регистрации» не может сильно возрасти, если $\bar{\tau}$ значительно больше τ_0 (фиг. 17). Таким образом, большая частота регистрации и большое относительное время «готовности к регистрации» несовместимы. Поэтому следует различать обычные явления¹⁾, для которых более важна большая частота регистрации, от редких явлений, эффективная регистрация которых обеспечивается только тогда, когда время «готовности к регистрации» максимально.

Обычные явления. Здесь $\bar{\tau}$ легко можно сделать значительно меньшим τ_0 . Например, телескоп, состоящий из двух счетчиков размеров 40×4 см, расположенных в вертикальной плоскости на расстоянии 40 см друг от друга, регистрирует около 8 мезонов в минуту, тогда как камера, занимающая пространство между счетчиками, имеет время восстановления, равное, по крайней мере, 3 мин. Таким образом, частота фотографирования будет равна $60 / \left(3 + \frac{1}{8}\right) = 19$ фотографий в час. Однако она достижима только при использовании сравнительно большой глубины фокуса, равной 4 см, и при длине счетчиков, достаточно большой по сравнению с расстоянием между ними. При этом регистрируются следы, наклоненные под углом до 45° , которые более подвержены искажению, чем почти вертикальные следы. Если $\bar{\tau}$ увеличить до 1 мин., то частота фотографирования все еще будет равна 15 фотографиям в час, но при этом появляется возможность выделить более направленный пучок частиц, используя, например, счетчики размером 2×30 см, и соответственно улучшить качество фотографий. (Так как теперь исключаются наиболее наклонные следы и за счет

¹⁾ Под „обычными“ автор подразумевает явления, частота наблюдения которых относительно велика. — *Прим. ред.*

уменьшения глубины фокуса могут быть использованы большая апертура объектива и более раннее фотографирование капель, то измерения импульса могут быть выполнены более точно.) При первой, более высокой, частоте фотографирования будет получено значительно меньше 15 фотографий в час, удовлетворяющих более строгому отбору. Этот пример показывает, что для обычных явлений выгодно изменять геометрические факторы настолько, чтобы $\bar{\tau}$ было немного меньше τ_0 .

Редкие явления. Конкретный пример рассмотрения редкого явления привести трудно. Вообще имеется два решения, соответствующие случаям, когда редкие явления либо отбираются полностью, либо с прогрессивной потерей эффективности по мере увеличения строгости отбора. Несомненно, что во втором случае выгодно уменьшить строгость отбора так, чтобы $\bar{\tau}$ было не слишком велико, например $3\tau_0 < \bar{\tau} < 10\tau_0$. Однако в первом случае уменьшение строгости отбора невыгодно и не может привести к увеличению частоты фотографирования изучаемых явлений. Если $\bar{\tau}$ еще больше (например, $\bar{\tau} > 10\tau_0$), то на том же приборе может быть поставлен другой независимый опыт, и при условии, что полная частота регистраций все еще не слишком мала ($\bar{\tau} > 3\tau_0$), каждый из них будет успешно выполнен; прибор будет реагировать на каждую категорию явлений в течение большей части полного рабочего времени. При таком совмещении опытов фотографии, если их необходимо разделить, маркируются при помощи индикаторных ламп.

§ 5. Камера, управляемая счетчиками, как элемент более сложного устройства

Последние работы Коккони и его сотрудников [61], Оже и Додена [62], Яносси и Бродбента [60] и других, привлекли внимание к статистическим проблемам, которые возникают при использовании системы счетчиков для изучения ливней частиц, распределенных случайно и имеющих различную плотность, которую можно считать не меняющейся в пределах поверхности, большей, чем поверхность, охватываемая системой счетчиков. Вероятность срабатывания отбирающих счетчиков может быть выражена

через среднюю плотность частиц в ливне и проекцию площади, выделяемой счетчиками, на плоскость, перпендикулярную к направлению ливня. Спектр плотностей ливней частиц может быть определен путем изменения поверхностей счетчиков (проще всего, использованием большего или меньшего числа счетчиков, соединенных параллельно). Если расположить эффективную поверхность камеры Вильсона аналогично поверхности счетчиков, то камера, работающая по методу совпадений с такой системой счетчиков, представляет собой элемент устройства, который позволяет дать оценку плотности индивидуальных ливней, ограничиваемую только статистическими флуктуациями частиц в ливне, и оценку числа ливней, проходящих через поверхность, выделяемую камерой

Камера Вильсона была использована таким образом в работе [63] при исследовании связи генерации проникающих частиц под толстым слоем поглотителя с локальной плотностью ливней космических частиц в атмосфере.

§ 6. Управление при помощи счетчиков при работе на больших высотах

При использовании управления при помощи счетчиков на больших высотах и особенно для камер Вильсона, работающих на самолетах, возникают две технические задачи общего характера. Эти задачи представляют большой интерес и подчеркивают взаимосвязь проблемы управления с другими сторонами работы камеры. Вкратце они сводятся к следующему:

1) как видоизменить устройство камеры, учитывая, что поток частиц на больших высотах значительно более изотропен, чем на уровне моря;

2) чему следует отдать предпочтение: управляемой или не управляемой камере, если вследствие весовых ограничений необходимо сделать выбор между постоянным, но слабым магнитным полем или полем, включаемым на короткое время.

Учет характера потока частиц. Если предметом исследования является распределение плотности ионизации или импульсов частиц и для этого используется круглая камера без поглощающих экранов, то ее ориентация почти не имеет значения. Следует лишь заметить (см. гл. VI,

§ 11), что импульс можно измерить более точно для вертикальных следов, а однородное электростатическое поле, необходимое для разделения положительной и отрицательной ионных колонок, чтобы установить наличие 100-процентной конденсации, не может разделить след, параллельный полю.

Однако опыты на больших высотах главным образом проводятся для решения узловых проблем, как, например, проблемы генерации мезонов и т. п. Эти опыты предполагают использование камер, содержащих один или несколько толстых поглощающих экранов. При этом необходимо выделять поток космических частиц в определенном конусе, так как только траектории, лежащие в ограниченном конусе углов, проходят поглощающие экраны приемлемым образом. Управление при помощи счетчиков в данном случае необходимо, если только следы этой категории не могут быть получены на достаточной доле снимков при работе без управления. Целью работы является установление связи между частицами. Поэтому основная ценность любой фотографии заключается в следах, относящихся к той стадии, когда разница в возрастах наиболее очевидна, т. е. в следах частиц, прошедших через камеру непосредственно перед расширением. Это связано с тем, что необходимо обеспечить обнаружение различия во времени, гораздо меньшего по величине, чем средний интервал времени между прохождением независимых частиц. Существенно, чтобы вероятность случайного появления группы частиц в течение разрешающего времени камеры (см. § 3 этой главы) была мала. Из сказанного следует, что если мы интересуемся только определенными следами, а не всеми зарегистрированными, то даже при отсутствии магнитного поля управление при помощи счетчиков, повидимому, полезно.

Магнитное поле. Прежде всего следует заметить, что выбор между постоянно включенным голем, используемым в камерах, управляемых при помощи счетчиков, и полем малой длительности, используемым при случайном срабатывании, на больших высотах диктуется иными требованиями, чем на уровне моря.

Случайное фотографирование может быть использовано только в том случае, если оно дает значительную долю следов с подходящей геометрией, получаемых при срав-

нительно коротком времени собирания, которое, как мы видели (см. § 1 этой главы), приближенно можно принять равным $\frac{1}{20}$ сек. (В действительности эта цифра, повидимому, завышена. Поскольку искажения в камере являются, по крайней мере, линейной функцией возраста следа, то увеличение интервала времени в 2 раза эквивалентно примерно такому же снижению магнитного поля.) Разумеется, в этом случае может также применяться и управляемое фотографирование, причем время ожидания ($\bar{\tau}$ в § 4 этой главы) перед срабатыванием управляющих счетчиков не будет превышать 1 сек. Таким образом, выбор заключается в том, включать ли катушки магнита на максимальное поле на время порядка $\frac{1}{20}$ сек. для случайного фотографирования или на время 1 сек. для управляемого расширения, так как совершенно очевидно, что в любом случае нет необходимости оставлять поле включенным на время восстановительного и очищающего процессов.

Следовательно, если камера, используемая на большой высоте, предназначена для установления связи между частицами и для измерения импульса или для решения одной из этих задач, то применение управления при помощи счетчиков оправдано. В том случае, когда полный поток частиц так велик, что при работе без управления можно получить достаточное количество следов, пригодных для точных измерений (при этом использование имеющегося магнитного поля будет более эффективным), он оказывается слишком большим, чтобы позволить выявить генетически связанные частицы; когда же поток достаточно мал, чтобы связь частиц могла быть установлена, то для регистрации (при наличии магнитного поля) необходимого числа следов, пригодных для измерения, необходимо применять управление при помощи счетчиков.

Глава VI

МЕТОДЫ ТОЧНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

ИЗМЕРЕНИЕ ИМПУЛЬСА

§ 1. Введение

Частица массы μ , импульса p и заряда Ze (CGSE), движущаяся перпендикулярно постоянному магнитному полю H со скоростью βc , описывает круговую траекторию радиуса ρ (см), удовлетворяющего следующему соотношению:

$$p\rho = \frac{\mu\beta c^2}{(1-\beta^2)^{\frac{1}{2}}} = Ze H\rho = 300 Z H\rho \text{ эв} . \quad (38)$$

Таким образом, при известном Z измерение $H\rho$ дает импульс частицы.

Импульс частицы является наиболее легко измеряемой величиной среди основных параметров, при помощи которых могут быть определены ее масса покоя и энергия по данным, полученным в камере Вильсона. Для определения массы и энергии частицы необходимо знать, по крайней мере, два таких параметра. Если же масса частицы известна, то для определения ее энергии достаточно измерить только одну величину. Такой величиной обычно является импульс частицы.

Ниже подробно рассматриваются причины, которые ограничивают точность измерения больших импульсов, встречающихся при исследовании космических лучей, а также те практические ограничения, которые существуют для всего поддающегося измерению интервала импульсов.

Ограничения точности измерений. Основные факторы, влияющие на точность измерения импульса, можно разделить на следующие три группы:

1. Действительный путь быстрой частицы в газе камеры отличается от идеальной круговой траектории, соответствующей данному импульсу, вследствие кулоновского рассеяния на атомах газа.

2. Фотография капель, конденсирующихся на ионах, образованных вдоль пути частицы, неточно воспроизводит действительную траекторию частицы по следующим причинам:

а) на фотографиях, полученных с управляемой камерой, точность определения траектории частицы ограничивается статистическим характером распределения капель около действительной траектории частицы вследствие диффузии ионов от места их образования;

б) за время, протекающее между прохождением частицы и фотографированием, капли, конденсирующиеся на ионах, определяющих траекторию частицы, движутся вместе с массой газа в камере;

в) оптическая система камеры и фотоаппарата вносит искажения; искажения возникают также при обработке эмульсии.

3. При измерении кривизны фотографического изображения следа вносятся ошибки.

Следует отметить, что при применении соответствующей методики измерений кривизны ошибка измерения (3) может быть сделана меньше погрешности вследствие рассеяния (1) и отклонения сфотографированного следа от действительной траектории частицы (2).

Удельный вес каждой из этих последних погрешностей определяется условиями работы камеры, в зависимости от которых любая из них может получить преобладающее значение и соответственно ограничить точность измерения импульса. Среди причин, вызывающих отклонение следа от траектории частицы, наиболее существенной является обычно движение газа в камере (2, б), поскольку погрешность за счет размытия следа вследствие диффузии (2, а) может быть сделана меньшей, чем (2, б), путем применения более совершенной техники, а основная часть оптических погрешностей (2, в) является систематической [несистематическая их часть мала в сравнении с (2, б)].

§ 2. Рассеяние

Рассеяние быстрых заряженных частиц, проходящих через вещество, было подробно рассмотрено Вильямсом [64, 65], который для среднего значения проекции угла рассеяния $\bar{\theta}$ на плоскость, содержащую траекторию частицы,

получил следующее выражение:

$$\bar{\theta} = \frac{2Ze(Nt)^{\frac{1}{2}}}{\beta H \rho} \bar{\alpha}, \quad (39)$$

$$\bar{\alpha} = 1,45 + 0,80 \left(7,45 + 2,3 \lg \frac{Z^{\frac{4}{3}} \sigma t}{A \beta^2} \right)^{\frac{1}{2}},$$

где t — толщина рассеивающего слоя, σ — его плотность, N — число атомов в 1 см^3 , Z — атомный номер, A — атомный вес рассеивающего вещества, e — заряд, βc — скорость и $300 H \rho \text{ эв/с}$ — импульс частицы.

Написанное выражение представляет среднее арифметическое значение угла многократного рассеяния, вытекающее из распределения Гаусса, и не включает одиночные рассеяния на большие углы. Вероятность одиночного рассеяния во всех случаях мала, и в камере Вильсона такой случай всегда можно выделить.

На первый взгляд представляется неясным, почему хаотическое рассеяние проходящих через камеру частиц не может быть отделено от регулярной кривизны, обусловленной отклонением частицы в магнитном поле. Однако более подробное рассмотрение показывает, что объяснение этому следует видеть в трудности установления связи между случайными малыми изменениями кривизны вследствие рассеяния, которые фактически только и наблюдаются, с большим средним значением кривизны рассеяния. Эта кривизна рассеяния всегда включена в значение магнитной кривизны, измеряемой в камере Вильсона. Вильямс впервые указал на этот факт и оценил величину кривизны, возникающей вследствие рассеяния. Позднее Бете [66] предложил другой критерий для оценки этой кривизны, более удобный для использования при практических измерениях кривизны. Вывод Бете приводит к результатам, аналогичным результатам Вильямса, но является более строгим.

§ 3. Оценка рассеяния по Вильямсу

Если среднее значение проекции угла отклонения при прохождении частицей в камере слоя газа толщиной t

$$\bar{\theta} = \frac{2Ze(Nt)^{\frac{1}{2}}}{\beta H \rho} \bar{\alpha}, \quad (40)$$

то постоянный радиус кривизны $\bar{\rho}_s$, которая могла бы привести к такому отклонению, можно записать в виде

$$\bar{\rho}_s = \frac{t}{\theta} = \frac{\beta H \rho t^{\frac{1}{2}}}{2 Ze \alpha N^{\frac{1}{2}}}, \quad (41)$$

и, следовательно,

$$\frac{\rho}{\bar{\rho}_s} = \frac{2 Ze \alpha N^{\frac{1}{2}}}{\beta H t^{\frac{1}{2}}}. \quad (42)$$

Соотношение (42) в таком виде справедливо для быстрых частиц, которые не испытывают значительных потерь энергии при прохождении через камеру. Для следа длиной 10 см в воздухе при нормальных условиях

$$\frac{\rho}{\bar{\rho}_s} = \frac{40}{\beta H}.$$

Аналогичное выражение можно получить для других газов и для различных давлений. В крайнем случае, когда рассеяние оказывается наиболее существенным, например для камеры высокого давления, содержащей аргон при давлении 100 атм, соответствующее выражение для следа длиной 10 см будет иметь вид

$$\frac{\rho}{\bar{\rho}_s} = \frac{700}{\beta H}.$$

Следовательно, в такой камере ошибка в измерении импульса, обусловленная рассеянием, составляет не менее 5% даже для быстрых частиц. Так как в действительности в опытах часто не используются достаточно сильные магнитные поля, то ошибка вследствие рассеяния может быть значительно больше.

В том случае, когда импульс частицы измеряется вблизи от конца пробега, где скорость частицы в камере Вильсона изменяется от точки к точке, для $\bar{\rho}_s$ получается другое выражение. Принимая для этой части следа показательный закон зависимости пробега от скорости $R \sim v_0^n$ (v_0 — скорость в начале остаточного пробега) и беря для n значение

$$n = \left\{ 4 - \frac{1}{\ln(137 \beta_0 Z^{-\frac{1}{2}})} \right\},$$

выведенное из соотношения Блоха, Вильямс показал, что в этом приближении

$$\frac{\bar{\rho}_s}{R} = \left(\frac{\mu}{m} \right)^{\frac{1}{2}} Z^{-\frac{1}{2}} F^{-1}, \quad (43)$$

где μ — масса частицы, m — масса электрона, а F — функция толщины слоя t , на котором определяется кривизна, и остаточного пробега R . Функция F не зависит от массы частицы и медленно меняется в зависимости от ее заряда и скорости.

Для $0,05c < v_0 < 0,5c$ и $t/R = 1/2$, $F \sim 0,8$ и

$$\frac{\bar{\rho}_s}{R} \approx 1,3 \left(\frac{\mu}{mZ} \right)^{\frac{1}{2}}.$$

Отношение $\bar{\rho}_s/R$, характеризующее форму следа, определяется только рассеивающим материалом и массой частицы и не зависит от остаточного пробега и плотности газа¹⁾. В воздухе $\bar{\rho}_s/R$ приблизительно равно 0,5 для электронов, 7 — для мезонов, 20 — для протонов и 40 — для α -частиц. Величина этого отношения характеризует массу частицы и может быть использована для отождествления частиц на снимках, полученных в отсутствие магнитного поля. Кроме того, величина этого отношения может быть непосредственно сопоставлена с магнитной кривизной.

§ 4. Оценка рассеяния по Бете

Другой метод оценки эффективной кривизны, возникающей вследствие рассеяния, был предложен Бете [66]. Рассмотрим проекцию P_1MP_2 следа на плоскость и касательную Q_1MQ_2 , проходящую через среднюю точку проекции следа M (фиг. 18). Обозначим

$$P_1Q_1 = y_1, \quad P_2Q_2 = y_2, \quad Q_2M = Q_1M = x.$$

Тогда, согласно Вильямсу,

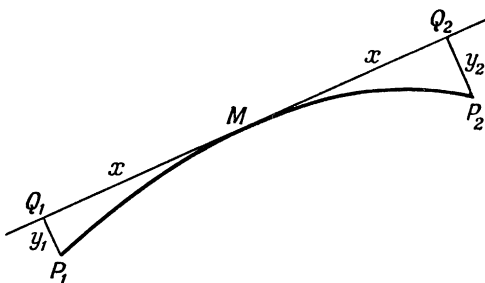
$$\overline{y_1^2} = \overline{y_2^2} = \frac{1}{3} x^2 \overline{\theta^2},$$

где $\overline{\theta^2}$ — среднее значение квадрата проекции угла рассеяния при толщине слоя газа x . Стрела прогиба s кривой P_1MP_2 ,

¹⁾ Подобное соотношение справедливо также и для следов, образованных частицами в фотографической эмульсии. — *Прим. авт.*

которую можно представить в виде $s = \frac{1}{2} (y_1 + y_2)$, определяет искомую кривизну следа. Так как y_1 и y_2 — статистически независимые величины, то

$$\begin{aligned} (\overline{s^2}) &= \frac{1}{4} (\overline{y_1^2 + y_2^2}) = \frac{1}{6} x^2 \overline{\theta^2}, \\ \overline{\rho_s} &= \left(\frac{3}{2}\right)^{\frac{1}{2}} x (\overline{\theta^2})^{-\frac{1}{2}}. \end{aligned} \quad (44)$$



Ф и г. 18.

В этом выражении для $\overline{\rho_s}$ Бете использует средний квадрат отклонения

$$\overline{\theta^2} = \frac{4\pi e^4 Z N x}{p^2 \beta^2 c^2} \ln \frac{\theta_{\text{макс.}}}{\theta_{\text{мин.}}}, \quad (45)$$

где p — импульс и βc — скорость частицы, x — толщина рассеивающего вещества, Z — атомный номер, N — число атомов в 1 см^3 . Предельные значения угла θ определяются соответственно экранированием

$$\theta_{\text{мин.}} = \frac{mc}{p} \left(\frac{Z^{\frac{1}{2}}}{181} \right)$$

и углом для одиночного рассеяния $\theta_{\text{макс.}}$. Значение $\theta_{\text{макс.}}$ составляет приблизительно 0,1 радиана. Принимая это значение для $\theta_{\text{макс.}}$ и учитывая, что $\overline{\theta^2}$, очевидно, нечувствительно к небольшим его изменениям, получаем

$$\overline{\rho_s} = 103 \frac{\mu \beta^2}{mZ} \left(\frac{x}{BP} \right)^{\frac{1}{2}} \text{ см}, \quad (46)$$

где медленно меняющийся фактор B равен

$$B = 1 + 0,44 \lg \left(\frac{p_{\text{макс.}}^0}{mcZ^{\frac{1}{2}}} \right),$$

а P — число ядер на 1 молекулу: $P = N/L$ ($L = 2,7 \cdot 10^{19}$ — число Лошмидта).

Отношение кривизны рассеяния к кривизне в магнитном поле H может быть выражено в виде

$$\frac{\bar{\rho}_s}{\rho} = \frac{\beta}{\beta_0}, \quad \beta_0 = 16,5 \frac{Z}{H} \left(\frac{BP}{x} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (47)$$

Здесь скорость $\beta_0 c$ представляет ту критическую скорость, ниже которой основной вклад в кривизну происходит за счет рассеяния. Для быстрых частиц ($\beta \approx 1$) β_0 представляет вероятную ошибку измерения вследствие неучета рассеяния. Значения величины ρ_0 для газов при нормальных условиях даны в табл. 14, а вероятная ошибка из-за рассеяния при измерении кривизны следов быстрых частиц изображена графически на фиг. 23.

Таблица 14

ЗНАЧЕНИЯ β_0 , СООТВЕТСТВУЮЩИЕ КРИТИЧЕСКОЙ СКОРОСТИ $\beta_0 c$, ДЛЯ ГАЗОВ ПРИ НОРМАЛЬНЫХ УСЛОВИЯХ

Газ	$H\beta_0 x^{\frac{1}{2}}$	β_0 ($H=10^8$ гаусс, $x=10$ см)
H ₂	25	0,008
He	35	0,011
N ₂	176	0,056
A	310	0,098

Оценка Бете дает большие значения ошибок из-за рассеяния, чем аналогичная оценка Вильямса. Так, например, для следа длиной 20 см в воздухе при нормальных условиях и при $\beta \approx 1$ оценка по Вильямсу дает для $\rho/\bar{\rho}_s$ значение $28/H$ по сравнению с оценкой $56/H$ по Бете. Эта разница обусловлена несколькими причинами. Во-первых, результат Вильямса соответствует среднему арифметическому отклонению, в то время как Бете использует средний квадрат отклонения. Поэтому Вильямс для радиуса

кривизны $\bar{\rho}_s$, дает значение, большее на множитель $(\pi/2)^{\frac{1}{2}}$. Во-вторых, Вильямс определяет кривизну по углу между направлениями касательной на концах отрезка следа, в то время как Бете учитывает, что при измерениях фактически определяется не направление касательной, а стрела прогиба в середине отрезка следа. Таким образом, критерий Бете ближе соответствует обычной методике измерений. Указанные причины приводят к тому, что у Бете значение среднего радиуса кривизны рассеяния $\bar{\rho}_s$ меньше соответствующего значения, полученного Вильямсом, в данном случае на множитель $(3/4)^{\frac{1}{2}}$. (Следует отметить, что оценка, приводимая Бете, не является окончательной, так как в настоящее время, как будет показано в § 12 этой главы, точные измерения кривизны проводятся с использованием большого числа капель вдоль всего следа. Оценка ошибок, обусловленных рассеянием, для такого метода измерения имела бы большое значение.) Наконец, последняя причина расхождения оценок Вильямса и Бете связана с различием в выборе предельных значений параметров удара при рассеянии, особенно нижнего предела. Используемое Бете предельное значение берется из данных для одиночного рассеяния, которое обычно исключается при измерении кривизны.

Те случаи, когда рассеяние вносит основную долю погрешности при определении кривизны, будут рассмотрены более подробно ниже.

§ 5. Искажения изображения следа

Рассеяние, рассмотренное в предыдущих параграфах, ведет к погрешностям в определении кривизны следа, которые можно оценить, зная состав газа в камере. Наряду с этим имеются другие источники погрешностей, которые группируются под названием «искажения камеры» и вызваны иными причинами. Такие погрешности могут с течением времени изменяться даже в одном и том же приборе; хотя источники искажений могут быть выявлены и сами искажения сведены к минимуму, эти искажения остаются совершенно индивидуальными для каждой камеры и во многих случаях могут обуславливать большую часть погрешности.

В связи с этим следует рассмотреть:

1) меры, необходимые для уменьшения искажений в камере до минимума;

2) контрольные измерения для оценки таких искажений и определения погрешности измерений кривизны в данных условиях.

Так как рассматриваемые искажения зависят от индивидуальных особенностей применяемой аппаратуры, их оценка не может быть получена на основании общих соображений. Поэтому вместе со значением кривизны должна указываться и точность измерений, характеризующая величину искажений.

Ниже будут рассмотрены отдельно искажения, вызываемые движением газа в камере, и искажения, вносимые оптической и фотографической системами.

§ 6. Движение газа в камере

Если в момент начала расширения газ в камере находится в движении, то это движение существенно не уменьшится и по окончании расширения — в течение времени от прохождения быстрой частицы до ее фотографирования. В результате появятся искажения следов, величина которых будет линейно зависеть от времени, отсчитываемого от прохождения быстрой частицы.

Движения, которые возникают в камере в процессе расширения, можно разделить на три категории:

1. Движение газа, связанное с его расширением. Это движение должно быть невозмущенным и приводить к смещению в одном или двух направлениях (обычная или радиальная камера).

2. Конвекционное движение, происходящее при нагревании адиабатически охлажденного газа стенками камеры.

3. Местные нерегулярные движения, связанные, в частности, с неравномерным движением резиновой диафрагмы, и ведущие к возникновению турбулентных вихрей в камере.

Следует заметить, что местные нерегулярные движения могут приводить к образованию областей большого пересыщения, которые часто наблюдаются. Если скорость распространения таких возмущений достаточно велика, чтобы они могли достигнуть центральной части камеры, то эти движения могут дать заметные искажения следов. Харак-

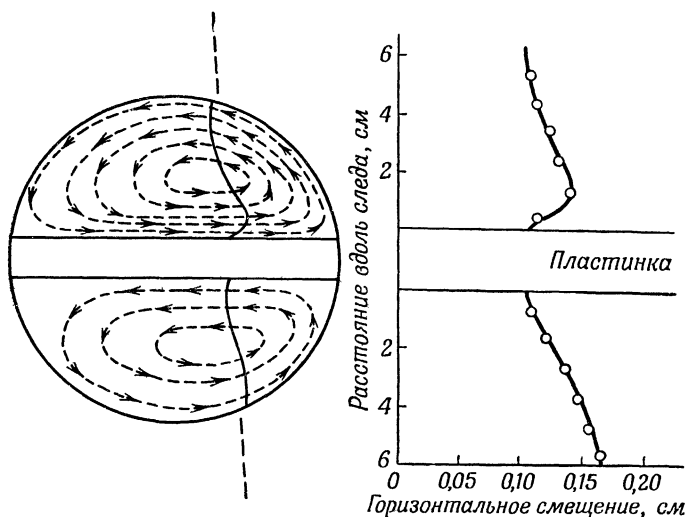
терный пример подобных искажений приведен в известной работе Блэккета и Оккиалини [58].

Первые две категории движений приводят к искажениям, которые зависят от времени и положения следа в камере и могут быть обнаружены путем непосредственного наблюдения только при обработке большого числа фотографий. Увеличение искажения со временем ограничивает допустимый интервал времени от момента прохождения быстрой частицы до ее фотографирования (см. гл. V, § 2). Зависимость искажения следов от их положения в камере учитывается путем составления карты искажений для рабочего объема камеры.

На практике движение газа, связанное с его расширением, в большинстве случаев оказывается невозмущенным, и производимая при этом деформация следов не меняется со временем. В противоположность этому движения, существующие в камере до расширения, вызывают искажения, которые, как уже указывалось выше, линейно возрастают со временем, а искажения, вызываемые конвекционными движениями, сопровождающими расширение, зависят от времени еще сильнее. (Приблизительно силы, вызывающие конвекционное движение вблизи стенок камеры, пропорциональны $t^{\frac{1}{2}}$, что приводит к смещениям в некоторых областях газа камеры, пропорциональным $t^{\frac{5}{2}}$.) Однако, поскольку конвекционные движения начинаются только при расширении в камере, их влияние может быть сведено к минимуму путем выбора достаточно малого интервала времени между окончанием расширения и фотографированием.

Движения, существующие в камере до расширения. Основным источником различных искажений следов являются, повидимому, движения газа, существующие в камере до процесса расширения. Эти движения возникают в результате разности температур внутри камеры, например между различными частями стенок камеры. Особенно часто они наблюдаются у поверхности пластинок вещества, помещаемых внутри камеры, и происходят вследствие того, что изменения температуры поверхности пластинки всегда запаздывают по сравнению с изменением температуры внешних стенок, так как пластинка в камере термически лучше изолирована. Движение наиболее выражено непосредственно вблизи поверхности пластинок, где

градиент скорости максимален. Указанное обстоятельство необходимо иметь в виду, поскольку во многих случаях объектом изучения являются следы, образовавшиеся вблизи пластинок. Характерный пример сильного искажения следа у пластинки приведен на фиг. 19 вместе со схемой движения газа; фотография следа получена в камере с лампой, стоящей с правой стороны и термически недостаточно изолированной от камеры.



Фиг. 19. Искажение следа в управляемой камере, вызываемое конвекционным движением газа.

Слева схема движения газа, справа результаты измерений координат точек следа.

Внешними источниками тепла, воздействующими на камеру, могут быть катушки, создающие магнитное поле, с системой охлаждения и источники света для фотографирования, если ими являются лампы накаливания. Поэтому камеру целесообразно помещать в кожух, обладающий большой теплопроводностью, температура которого должна быть стабилизирована. Если лампа находится внутри кожуха, то она должна быть не накального типа. Однако полное разрешение этого вопроса встречается с трудностями практического порядка. Блэккет и автор [67], работая с большим магнитом (вес яра около 10 т), стремились поддержать температуру камеры равной температуре яра магнита,

окамуриу наоуащуюся в магните камеру термоизоляции из фибрового картона. Освещение производилось через толстое стеклянное окно при помощи тщательно охлаждаемой лампы. Уже такое частичное решение вопроса дало заметное улучшение. Рочестер и Батлер [68] в этих же целях поддерживали постоянной температуру в комнате, где находились камера и магнит.

При совершенно одинаковой температуре всех частей камеры заключенный в ней газ находится в состоянии неустойчивого равновесия, и малейшие колебания температуры могут вызвать движение газа. Небольшим охлаждением нижних частей камеры можно добиться устойчивого равновесия газа в камере. При этом после сжатия равновесие устанавливается быстрее и менее чувствительно к небольшим изменениям температуры. Небольшое охлаждение можно осуществить путем медленного пропускания воды по металлической трубке, проложенной на внешней поверхности нижней стенки камеры. В камере, изготовленной из металла или органического стекла, канал для воды может быть сделан прямо в стенке. Отрицательная сторона установления устойчивого равновесия связана с тем, что, как уже указывалось выше (см. гл. IV, § 3), конвекционное движение газа после сжатия является основным механизмом восстановления насыщения газа в камере по мере его нагревания. Если это конвекционное движение прекращается слишком рано, то насыщение в верхней части камеры может быть закончено только в результате диффузионного движения, и поэтому для установления рабочего режима потребуется больший промежуток времени.

В камере без правильного температурного режима искажения следов могут носить систематический характер. Например, в случае, представленном на фиг. 19, присутствие лампы накаливания постоянно поддерживает движение газа, и для установления стабильного состояния может потребоваться много часов. По мере улучшения температурного режима искажения перестают носить систематический характер и, как показывает опыт, может быть достигнуто такое состояние, когда систематические искажения, происходящие от этих причин, будут малы по сравнению со случайными искажениями. В этом случае может отпасть необходимость составления карты поправок для всего объема камеры, если только систематические искажения не возникают вследствие других причин.

Можно оценить скорость движения газа в камере перед расширением, соответствующую значениям ошибок при заданной точности измерения кривизны. В качестве примера можно привести измерения автора [69], относящиеся к камере с эффективным диаметром примерно 25 см, содержащей пластинки из разных металлов. Длина измеряемых следов составляла примерно 10 см, наклон следа к вертикали не превышал 20°; систематическая ошибка значений кривизны была постоянной для нескольких больших серий измерений и равнялась $0,03 \text{ м}^{-1}$, что соответствует отклонению центра следа от хорды на 0,004 см. Так как промежуток времени между прохождением частицы и фотографированием был равен приблизительно 0,03 сек., то средняя разность скоростей смещения следа (нормального к следу) в центре его и на концах, за счет которой можно отнести ошибку значений кривизны, получается равной примерно 0,1 см/сек. Поскольку концы использованных в этих опытах следов лежали вблизи от поверхности пластинки, где движение газа сравнительно велико, то полученный результат, очевидно, соответствует максимальной скорости потока газа, которая в используемой части камеры, по видимому, гораздо меньше 1 см/сек.

Искажения, возникающие в процессе расширения. У поверхностей газонепроницаемых стенок скорость газа при расширении равна нулю, и поэтому у всех стенок, параллельных движению газа, имеется переходный слой, в котором полное смещение газа при расширении меньше, чем в центральной части камеры. В обычных камерах ширина такого слоя много меньше 1 см, и поэтому он не играет существенной роли. Однако он может оказаться серьезным препятствием для правильной работы тех камер, у которых один из поперечных размеров мал.

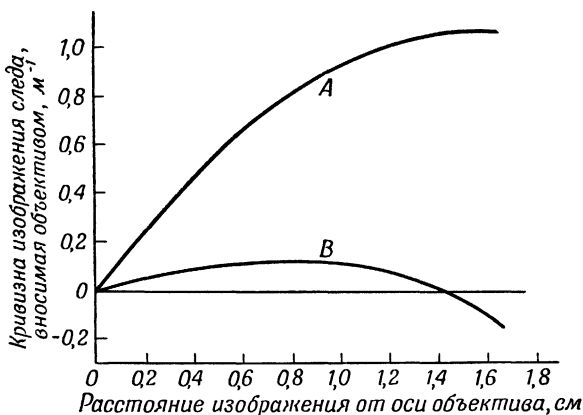
Движения газа в камере, возникающие в процессе расширения, могут быть неоднородными и меняться от точки к точке вследствие особенностей механизма расширения, например из-за перекоса поршня камеры или неодинаковой проницаемости сетки. Такие особенности камеры приведут к систематическим изменениям степени искажения следов в различных областях камеры, что может быть учтено только при помощи «карты искажений» для данной камеры (см. § 8 этой главы).

Опыты Броне с камерой, работающей в очень хороших

условиях контроля температуры, показывают, что значительные искажения могут возникать вследствие колебаний газа, поступающего из пространства под сеткой. В опытах использовалась камера с резиновой диафрагмой,двигающейся между двумя положениями. Было найдено, что искажения в камере уменьшаются, если поступление воздуха тормозится несколькими сетками, несмотря на то, что при этом уменьшается скорость расширения.

§ 7. Искажения, вносимые оптической системой

Обычные фотографические объективы дают искажения, не существенные для большинства целей. Однако эти искажения могут иметь серьезное значение при измерении



Фиг. 20. Искажения, вносимые фотографическим объективом при увеличении 1:5,6.

Кривая А — для обычного объектива, кривая В — для исправленного объектива [70].

кривизны следов, так как ведут к появлению кажущейся кривизны следов, не проходящих через ось объектива. Эта кривизна является функцией углового расстояния ближайшей точки следа от оси объектива.

Искажения, вносимые объективами, могут быть значительно уменьшены использованием специальных исправленных объективов [70]. На фиг. 20 кривизна, вносимая

обычным объективом, сравнивается с кривизной, вносимой исправленным объективом. По оси ординат отложена кривизна изображения следа на фотографии как функция расстояния от оси объектива. Поскольку масштаб изображения фотоаппарата равен 0,1, то в условиях работы, когда магнитное поле равно 10^4 гаусс, кривизна $1,0 \text{ м}^{-1}$ соответствует отклонению частицы с импульсом $3 \cdot 10^9 \text{ эв/с}$.

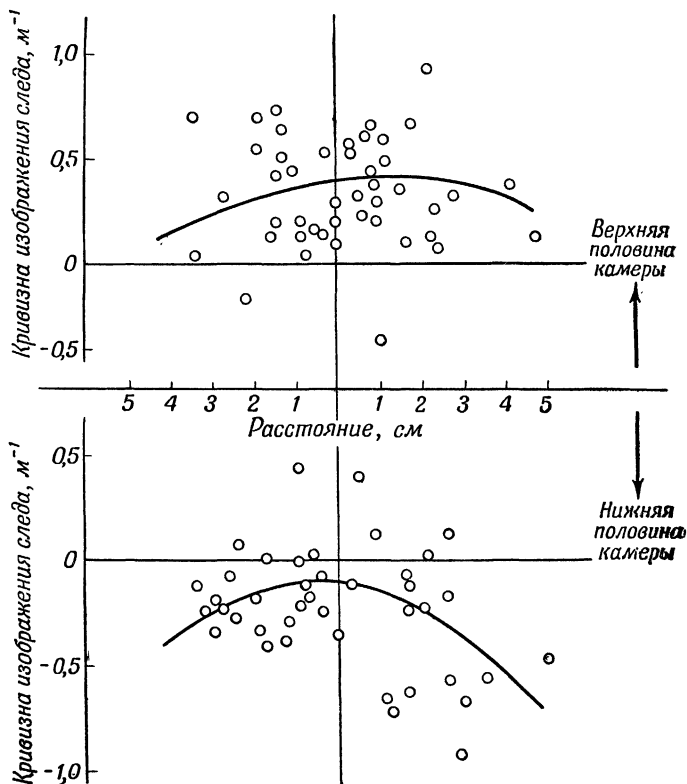
Толщина переднего стекла камеры обычно выбирается в пределах от 6 до 25 мм, поэтому для следов, которые фотографируются через такое стекло не под прямым углом, вводится добавочная кажущаяся кривизна. Однако эта добавочная кривизна, вносимая передним стеклом камеры, обычно невелика по сравнению с кривизной, вносимой объективом, так как угол зрения, как правило, не превышает $20\text{--}30^\circ$, а толщина стекла мала по сравнению с расстоянием от фотографируемого объекта до объектива.

§ 8. Учет искажений камеры

Ниже кратко описывается метод учета систематических искажений камеры. Иногда целесообразно использовать исправленные объективы, в других же случаях возникает необходимость составления карты систематических искажений в используемой части камеры. Использование карты искажений возможно, очевидно, только в том случае, когда освещенная часть камеры мала по сравнению с ее глубиной и достаточно удалена от передней и задней стенок камеры, а наклон следов к вертикали невелик. В этих условиях картина распределения искажений следов одномерна и вносимая искажениями кривизна определяется только положением центра следа в камере. Следует заметить, что в этих условиях будет учтена и оптическая кривизна, вносимая фотографическим объективом, и поэтому отпадает необходимость в использовании исправленных объективов.

Карта искажений составляется на основании измерений кривизны изображений следов на фотографиях, полученных без магнитного поля (остаточное поле магнита должно быть измерено и, если необходимо, уничтожено). Целесообразно исключить фотографирование медленных частиц космического излучения, для чего достаточно поставить под камерой фильтр из свинца толщиной 10 см. Тогда

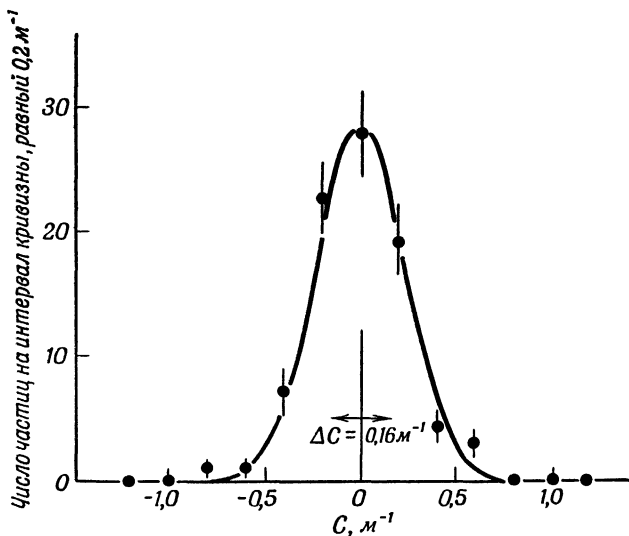
телескоп из управляющих счетчиков, расположенный после фильтра, не будет регистрировать частицы с импульсом, меньшим $3 \cdot 10^8$ эв/с. Контрольные фотографии должны быть распределены по времени их получения среди тех фотографий, для которых составляется данная



Ф и г. 21. Карта поправок к кривизне в камере Вильсона, разделенной на две части металлической пластинкой.

карта искажений в камере. Обычно бывает достаточно провести измерения не более 100 следов, так как определять систематические искажения с точностью, много большей той, которую дают хаотически распределенные искажения, не имеет смысла. Распределение этих следов по кривизне непосредственно дает погрешность в измерениях

кривизны независимо от положения следа в камере. После этого строится зависимость кривизны следов от их положения в камере (кривая поправок). Распределение разностей кривизны непосредственно измеренных следов и соответствующих значений, полученных из кривой поправок, дает окончательную погрешность измерений кривизны в данной серии фотографий.



Ф и г. 22. Остаточная кривизна следов в камере без магнитного поля [8].

На фиг. 21 представлены типичные кривые поправок для камеры, разделенной на две части (верхнюю и нижнюю) пластинкой свинца толщиной 2 см¹). Для каждой части камеры построена кривая, выражающая зависимость кривизны следов, полученных без магнитного поля, от горизонтальной координаты средней точки следа. Систематическая кривизна следов в верхней части камеры почти постоянна по всей ширине камеры, но заметно отличается от систематической кривизны следов в нижней части камеры. Приведенные на фиг. 21 значения кривизны были

¹) Пример взят из измерений автора [69]. — Прим. авт.

предварительно исправлены на искажения, вносимые оптической системой. Если бы этого не было сделано, величина искажения была бы значительно больше. По оси ординат отложены значения кривизны изображения следа на пленке. Кривизна на 1 м^{-1} на пленке соответствует кривизне $0,114 \text{ м}^{-1}$ в камере, что при используемом магнитном поле соответствует импульсу $p = 2,6 \cdot 10^9 \text{ эв/с}$. На фиг. 22 представлено распределение кривизны следов после внесения поправок.

§ 9. Уточнение поправок для следов, сфотографированных в магнитном поле

Метод, описанный в предыдущем параграфе, применим во всех случаях. Его недостаток состоит в том, что поправки, полученные по снимкам при отсутствии магнитного поля, используются для обработки следов, сфотографированных в сильном магнитном поле. В частности, если искажения следов происходят главным образом из-за непараллельности движения поршня, то при наличии магнитного поля условия движения поршня меняются вследствие возникновения в нем токов Фуко. При работе камеры в сильном магнитном поле невозможно определить абсолютные значения ошибок в измерении кривизны. Однако для камеры, разделенной на части, добавочная поправка в ряде важных случаев может быть оценена.

Способ оценки, применяемый при фотографировании космических частиц, основывается на предположении, что мезоны больших энергий, проходя через металлическую пластинку, теряют малую долю своей энергии и что, следовательно, изменение их истинной магнитной кривизны ничтожно мало. Поэтому измеряемое различие кривизны следа такой частицы по обе стороны от пластинки может быть отнесено только за счет искажений следа в камере.

Пусть C_T и C_B представляют собой значения кривизны соответственно в верхней и нижней частях камеры с поправками, найденными по снимкам без магнитного поля, и пусть \bar{C} — их среднее значение. Составим разность $C_T - C_B$ для всех следов, для которых $|\bar{C}|$ меньше некоторого определенного значения (например, $|\bar{C}| < 1 \text{ м}^{-1}$ на пленке, что соответствует примерно $0,1 \text{ м}^{-1}$ в камере). Отклонение

этой разности от нуля дает изменение поправок при включении магнитного поля.

Наконец, оценка погрешности в измерении кривизны следов, полученных в магнитном поле, может быть выполнена одним из следующих способов:

а) предположим, что все наблюдаемые случаи изменения знака кривизны при переходе следов быстрых частиц из одной половины камеры в другую обусловлены искажениями; тогда можно показать, что вероятная ошибка в измерении кривизны этих следов ΔC дается выражением

$$\Delta C = 0,42 \frac{\sum (|C_T| + |C_B|)}{n}; \quad (48)$$

б) предположим, что все случаи увеличения энергии быстрой частицы без изменения знака кривизны при переходе из одной половины камеры в другую также обусловлены искажениями. Тогда можно получить выражение, подобное приведенному выше.

Следует заметить, что приведенные методы оценки добавочной погрешности опираются на определенные свойства исследуемых частиц, и поэтому они не всегда применимы к некоторым группам выбранных следов. Так, например, для следов частиц с небольшими импульсами такие методы непригодны.

§ 10. Максимальный измеряемый импульс

В качестве величины, характеризующей точность измерения импульса данной аппаратурой, обычно приводят значение максимального измеряемого импульса p_0 , т. е. такого импульса частицы, для которого истинная магнитная кривизна равна вероятной ошибке в измерении кривизны. Сведения о частицах с таким или большим значением импульса, которые дает камера Вильсона, недостаточны. В этом случае даже знак заряда частицы остается неопределенным, а об ее импульсе можно сказать только то, что он, вероятно, выше некоторой меньшей величины, равной примерно $\frac{1}{4} p_0$. Меньшие измеряемые импульсы p имеют вероятную ошибку, обусловленную искажениями камеры, равную p^2/p_0 .

Так как величина p_0 определяется индивидуальными особенностями аппаратуры, то можно только указать пре-

делу ее изменения. В камере диаметром 30 см, с давлением около 1 атм для частиц, идущих в направлении, составляющем с вертикалью угол не больше 20° , при поле 10^4 гаусс и выше максимальный измеряемый импульс может быть равен от 2 до $5 \cdot 10^{10}$ эв/с. Если такая камера разделена металлической пластинкой, то соответствующее значение p_0 в каждой половине камеры уменьшается до $1-2 \cdot 10^{10}$ эв/с. С уменьшением магнитного поля максимальный измеряемый импульс p_0 уменьшается несколько медленнее, чем напряженность магнитного поля, так как при этом снижаются трудности, связанные с нагреванием.

Изменение p_0 в зависимости от размеров камеры детально не исследовалось, но вполне вероятно, что p_0 увеличивается быстрее, чем линейно, вследствие того, что при увеличении размеров камеры уменьшается роль пограничных слоев газа, ширина которых не зависит от размеров камеры. Точно так же не изучалось изменение p_0 в зависимости от наклона следа, хотя учет этого изменения имеет практическое значение во многих важных случаях, например при изучении продуктов ядерного испарения, когда испускание частиц почти изотропно. Вполне вероятно, что p_0 уменьшается, по крайней мере, в 2—3 раза, если рассматривать следы всевозможных направлений.

§ 11. Относительная роль рассеяния и искажений, вносимых камерой

Полезно сделать некоторые выводы, позволяющие определить границы, в пределах которых главное значение имеет или рассеяние, или искажения, вносимые камерой. Согласно Бете (см. § 4 этой главы), вероятная ошибка $\Delta_1 p$ измерения импульса, обусловленная рассеянием, дается выражением

$$\frac{\Delta_1 p}{p} = \frac{\rho}{\rho_s} = 16,5 \frac{Z}{\beta H} \left(\frac{BP}{x} \right)^{\frac{1}{2}} = \frac{\beta_0}{\beta}, \quad (49)$$

в то время как вероятная ошибка $\Delta_2 p$, связанная с искажениями, вносимыми камерой, определяется из соотношения

$$\frac{\Delta_2 p}{p} = \frac{p}{p_0}. \quad (50)$$

Если при некотором значении импульса $p = p'$ $\Delta_1 p = \Delta_2 p$, то

$$\beta p' = \beta_0 p_0. \quad (51)$$

Входящее в это соотношение p_0 в принципе является функцией Z , P и x и примерно пропорционально H . Однако эти зависимости являются несущественными, и p_0 в основном определяется особенностями применяемой аппаратуры. Мы будем считать, что p_0 имеет значение, близкое к тем значениям, которые были приведены выше.

В табл. 15 приведены критические значения $\beta p'$, ниже которых преобладают ошибки вследствие рассеяния. Данные относятся к нескольким газам, находящимся при различных давлениях, и к двум характерным значениям p_0 .

Таблица 15

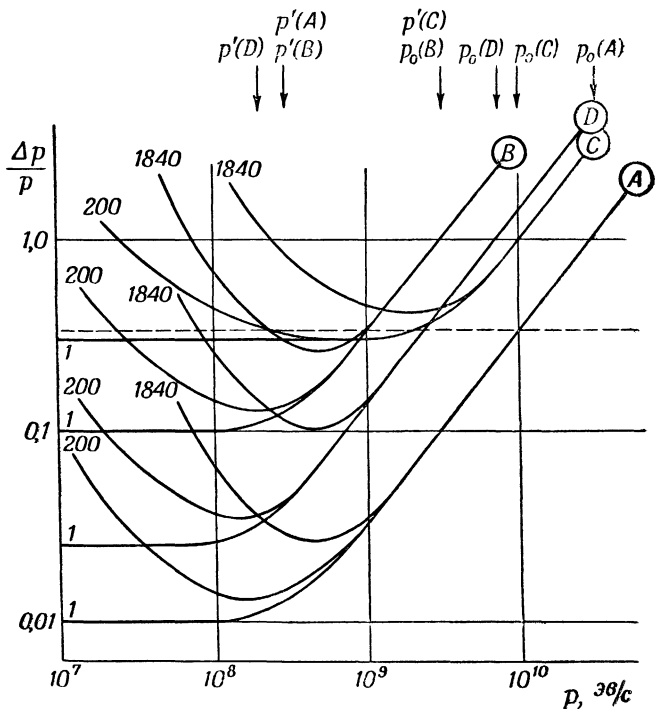
ЗНАЧЕНИЯ $\beta p'$, ПРИ КОТОРЫХ ВЛИЯНИЕ РАССЕЯНИЯ И ИСКАЖЕНИЙ, ВНОСИМЫХ КАМЕРОЙ, ОДИНАКОВЫ

Газ	$\beta p'$ для длины следа 20 см, $H=10^4$ гаусс, $p_0=5 \cdot 10^7$ эв/с и давления (в атм)			$\beta p'$ для длины следа 20 см, $H=1,4$ гаусс, $p_0=3 \cdot 10^{10}$ эв/с и давления (в атм)		
	1	10	100	1	10	100
H ₂	$4,0 \cdot 10^7$	$1,3 \cdot 10^8$	$4,0 \cdot 10^8$	$2,4 \cdot 10^7$	$0,8 \cdot 10^8$	$2,4 \cdot 10^8$
He	$5,5 \cdot 10^7$	$1,7 \cdot 10^8$	$5,5 \cdot 10^8$	$3,3 \cdot 10^7$	$1,0 \cdot 10^8$	$3,3 \cdot 10^8$
N ₂	$2,9 \cdot 10^8$	$0,9 \cdot 10^9$	$2,9 \cdot 10^9$	$1,7 \cdot 10^8$	$0,5 \cdot 10^9$	$1,7 \cdot 10^9$
A	$4,8 \cdot 10^8$	$1,5 \cdot 10^9$	$4,8 \cdot 10^9$	$2,9 \cdot 10^8$	$0,9 \cdot 10^9$	$2,9 \cdot 10^9$

соответствующим совершенной методике измерений. Данные приведены для сильного и слабого магнитных полей; во всех случаях длина следа была равна 20 см. На фиг. 23 кривые A и B соответствуют условиям табл. 15 для аргона при давлении 1 атм, кривая C — камере высокого давления с магнитным полем промежуточного значения и кривая D относится к камере, содержащей металлическую пластинку и регистрирующей частицы, идущие во всех направлениях.

Если $\Delta p/p > 1/3$, то выводы, полученные в результате измерений отдельного следа, недостоверны: нельзя ручаться даже за знак кривизны. Однако данные статистической обработки достаточно большой группы таких следов

сохраняют свое значение. Различие критериев в случае рассмотрения отдельного следа или статистического рассмотрения группы следов весьма существенно, так как обычно



Фиг. 23. Вероятные ошибки измерения импульса с учетом рассеяния по Бете для типичных условий работы.

А - длина следа 20 см, $p_s = 3 \cdot 10^1$ эв/с, $H = 10^4$ гаусс, аргон при давлении 1 атм; В - длина следа 20 см, $p_s = 3 \cdot 10^1$ эв/с, $H = 10^4$ гаусс, аргон при давлении 1 атм; С - длина следа 20 см, $p_s = 10^{10}$ эв/с, $H = 3 \cdot 10^1$ гаусс, аргон при давлении 100 атм; D - длина следа 10 см, $p_s = 5 \cdot 10^9$ эв/с, $H = 8 \cdot 10$ гаусс, аргон при давлении 1.5 атм. Индивидуальные измерения с $\Delta p/p > 0.3$ (выше пунктирной горизонтальной линии) имеют малую достоверность. Кривые, обозначенные 1, 200 и 1840, относятся соответственно к электронам, мезонам и протонам. p_0 - максимальный измеряемый импульс. p' - импульс, при котором кривизна вследствие рассеяния равна кривизне, вызываемой искажениями намеры.

для количественной обработки используются отличающиеся по внешнему виду следы, отбираемые из гораздо большего количества следов, не подвергающихся детальной обработке. Поэтому следует удостовериться в невозможности

объяснения найденных свойств выбранных следов крайними значениями флуктуаций в статистическом распределении этих свойств во всей группе следов.

§ 12. Измерение кривизны изображения следа на фотографии

Выше обсуждалась точность, с которой фотографическое изображение следа передает истинную кривизну, соответствующую импульсу частицы. Приведенные численные данные относятся к высокому уровню техники работы с камерой, когда дальнейшее улучшение представляет значительные трудности. Поэтому применяемые способы измерений кривизны изображения следа на фотографии должны быть таковы, чтобы ошибка, вносимая этими измерениями, была мала по сравнению с другими погрешностями, о которых говорилось выше. Представляется целесообразным (хотя и не первостепенным по значению), чтобы метод измерения допускал использование всей длины следа, так как при этом можно выделить неожиданные отклонения и местные искажения кривизны.

Эти требования к способам измерений становятся строгими лишь в области больших импульсов (например, при $p > 10^8$ эв/с). Поэтому необходимо рассмотреть вопросы, возникающие при измерениях именно в этой области импульсов. Как следует из фиг. 23, качество изображения следа на фотографии характеризуется почти во всей области импульсов с точностью до множителя, равного 2 или 3, максимальным измеряемым импульсом. Типичное значение $p_0 = 2 \cdot 10^{10}$ эв/с для следа длиной 20 см в поле $H = 10^4$ гаусс соответствует погрешности в кривизне $\Delta C = 0,015$ м⁻¹. Поэтому применяемый метод измерения должен позволять обнаруживать на следе длиной 20 см кривизну около 0,005 м⁻¹.

Соответствующая этой кривизне стрела прогиба дуги с хордой 20 см при радиусе $2 \cdot 10^4$ см равна 0,003 см, в то время как ширина следа, полученного с управляемой камерой, равна приблизительно 1 мм. Поэтому траектория частицы должна определяться по точкам, расположенным в самой середине ширины следа. Чтобы удовлетворить этому требованию, необходимо использовать некоторое минимальное число капель для определения положения точек, по которым вычисляется кривизна следа. Это при-

водит к необходимости использования определенной минимальной длины следа для определения каждой точки траектории.

Среднее значение проекции диффузионного смещения ионов на плоскость, содержащую начальную траекторию (см. гл. V, § 2), равно

$$\bar{x} = 0,95 \sqrt{D\tau}, \quad (52)$$

где D — коэффициент диффузии ионов, а τ — время диффузии (от момента образования ионов до момента прекращения диффузии вследствие конденсации). При $\tau = 0,014$ сек. и $D = 0,034$ см²/сек (в воздухе при нормальных условиях) эта величина

$$\bar{x} \sim 2 \cdot 10^{-2} \text{ см};$$

ее следует сравнить с допустимой погрешностью в определении стрелы прогиба следа

$$\delta s \sim 3 \cdot 10^{-3} \text{ см}.$$

Таким образом, если учитывать только первичную ионизацию, для которой справедливо предположение, что образование ионов происходит точно на траектории частицы, для обеспечения необходимой точности требуется примерно 100 капель. В воздухе при нормальных условиях первичная ионизация составляет около 20 пар ионов на 1 см, часть которых невозможно использовать для измерений, так как их трудно отделить от вторичной ионизации. Поэтому для определения каждой из трех точек, на которых основываются измерения стрелы прогиба, необходимо использовать, по крайней мере, 2,5 см следа. Так как эта оценка не принимает в расчет технических трудностей, возникающих при измерениях, то практически используемая длина участков следа возрастает вдвое.

Аналогичные цифровые данные, учитывающие также и вторичную ионизацию, дать нелегко вследствие отсутствия сколько-нибудь полных сведений о расстояниях от первоначальной траектории, на которых образуются вторичные ионы. Более мелкие сгустки капель вдоль следа получаются в результате диффузии от начальной траектории очень маленькой группы ионов, и поэтому центр такого сгустка может быть ближе к действительной траектории, чем капля, образовавшаяся на изолированном ионе.

Более крупные капельные образования с размерами порядка диффузионной ширины, вероятнее всего, расположены на заметном расстоянии от действительной траектории. Использование вторичной ионизации в принципе представляется возможным. Однако группы вторичных ионов появляются на следах весьма нерегулярно, и поэтому их, за исключением мельчайших, следует исключать из рассмотрения, чтобы устранить возможность использования смещенных групп ионов. При использовании таких наиболее мелких групп вторичных ионов длина следа, необходимая для определения каждой точки траектории, уменьшается по сравнению с длиной, требующейся при использовании только первичной ионизации, однако это уменьшение невелико.

Приведенные оценки относятся к воздуху при атмосферном давлении; при обработке следов, полученных в аргоне при давлении 1,5 атм, ограничиваются более короткими отрезками следа.

Простое определение кривизны по трем точкам траектории исключает возможность получения данных о местных искажениях следа. Этот метод в принципе не может обеспечить полностью точность определения траектории частицы, допускаемую качеством фотографии следа, если только определение каждой точки траектории не базируется на значительной длине следа. Ниже описываются два практически употребляемых метода, которые основываются на измерениях, охватывающих большую часть следа.

Статистическое распределение капель ставит некоторый предел измерению кривизны следов, радиус кривизны которых меньше примерно 1 см. Точность определения координат точек следа ограничивается тогда длиной $2l$ такой дуги, для которой отклонение от касательной становится сравнимым с точностью определения положения точки, допускаемой общим числом капель на длине $2l$. Если ρ — радиус кривизны, $\delta\rho$ — точность определения радиуса, x_0 — полуширина следа и N_0 — линейная плотность капель первичной ионизации, то

$$\delta\rho \sim \frac{x_0}{\sqrt{2N_0l}}, \quad 2\rho\delta\rho = l^2,$$

и поэтому

$$(\delta\rho)^5 \sim \frac{x_0^4}{8N_0^2\rho}. \quad (53)$$

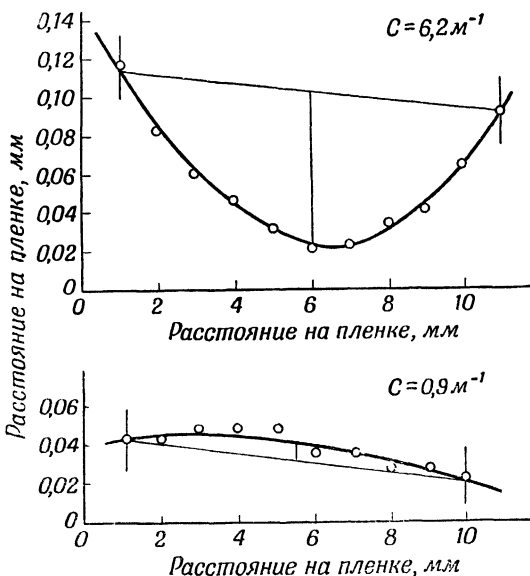
Зависимость между ρ и $\delta\rho$ для $x_0 = 0,05$ см и $N_0 = 20$ см⁻¹ представлена в табл. 16.

Таблица 16

ρ , см	$\delta\rho$, см	$\delta\rho/\rho$
1,0	0,018	0,018
0,5	0,021	0,042
0,2	0,025	0,125
0,1	0,029	0,29

§ 13. Координатное представление следа

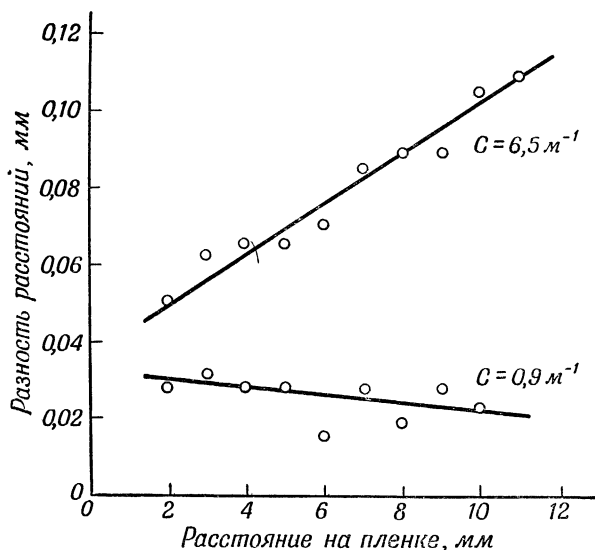
В методе, впервые описанном Андерсоном [71], при помощи микроскопа со столиком, перемещающимся в



Ф и г. 24. Определение кривизны следа по координатам его точек.

двух взаимно перпендикулярных направлениях, по координатам отдельных точек следа производилось построение

траектории частицы в выбранном масштабе. Кривизна следа определялась затем по измерению стрелы прогиба сглаженной кривой, проведенной через точки траектории. Для измерений по этому методу целесообразно использовать хороший микроскоп со столиком, передвигающимся в направлении, приблизительно совпадающем с направлением изображения следа, и с окулярным микрометром (цена деления шкалы $0,0005 \text{ см}$) для измерения расстояний в перпендикулярном направлении. Чтобы облегчить



Ф и г. 25. Определение кривизны следа методом построения разностей координат.

установку микроскопа по видимому участку следа, микрометр должен иметь крест нитей. Диаметр поля зрения микроскопа должен превышать расстояние между соседними точками следа, выбранными для измерений. На хороших фотографиях для измерений импульса следует по возможности использовать первичную ионизацию. При менее благоприятных условиях могут быть использованы группы вторичных ионов, причем следует иметь в виду, что меньшие из них с большей вероятностью лежат ближе к действительной траектории. Выполненное таким способом построение следа представлено на фиг. 24, на которой вертикальная шкала

(шкала окуляра) увеличена в 50 раз по сравнению с горизонтальной.

В тех случаях, когда общее отклонение следа от прямой невелико, может быть применен несколько иной метод, при котором строится зависимость разности показаний микрометра для равноотстоящих точек следа от координаты вдоль следа. Приемлемая погрешность получается при отклонении следа, не превышающем 8° дуги. Этот способ (фиг. 25) в большинстве случаев не дает каких-либо преимуществ, однако он позволяет видеть отклонение отдельных точек от полученной сглаженной линии. Измерения, выполненные с упомянутой выше аппаратурой, показали, что вероятное индивидуальное отклонение точки от выбранной траектории для хороших фотографий следов составляет примерно $0,0004$ см и для фотографий среднего качества — $0,0006$ см. Масштаб фотографического изображения был равен 1:10, камера была наполнена аргоном при давлении $1,5$ атм, а поле зрения микроскопа охватывало менее 2 см следа в камере. Величина полученного отклонения хорошо согласуется с рассчитанной.

Результаты, получаемые этим методом, достаточно хорошо удовлетворяют требованиям, приведенным в § 12 этой главы, но строгое применение этой методики слишком громоздко и используется только для обработки особо интересных следов. Более быстрый первый метод, в котором измеряется стрела прогиба плавной кривой, повидимому, значительно менее точен.

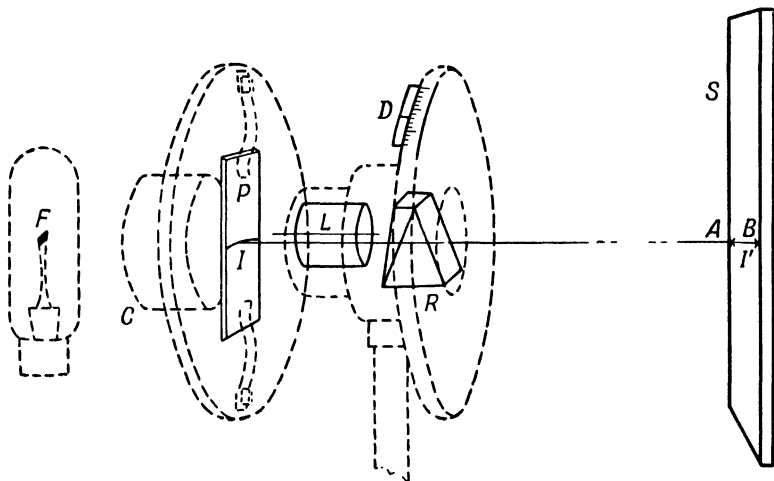
§ 14. Оптическая компенсация кривизны следа

Весьма изящный нулевой метод, в котором кривизна следа компенсируется известной налагаемой кривизной, был предложен Блэккетом [70] и в деталях улучшен Эренфестом. При одинаковой точности метод оптической компенсации следа требует меньше времени, чем метод построения следа по координатам точек, хотя, вероятно, точность его не может быть повышена.

При правильной компенсации изображение однородно искривленного следа превращается в прямую линию. Для установления прямолинейности скомпенсированного следа используется замечательная способность глаза обнаруживать отклонения от прямой линии. Эта способность глаза особенно велика, если окончательное изображение следа

на плоском экране рассматривается под очень малым углом зрения.

В принципе этот метод имеет значительные преимущества. Он позволяет рассматривать целиком все изображение и обнаруживать местные отклонения следа от траектории, так как они не могут быть скомпенсированы однородной накладываемой кривизной.



Фиг. 26. Призменный компенсатор кривизны для измерения кривизны следа.

Из различных оптических устройств наиболее часто для наложения известной кривизны используется ахроматическая призма, вращающаяся вокруг оси, перпендикулярной преломляющему ребру призмы. Такой прибор схематически показан на фиг. 26. Проекционная система (лампа F , конденсор C , объектив L) проектирует изображение I' следа I на экран S через ахроматическую призму R . Объектив и призма смонтированы вместе на градуированной головке, вращающейся вокруг оси, проходящей через центр следа I ; положение головки отсчитывается по шкале D . Ось объектива L параллельна оси вращения, но может быть смещена (как показано на фиг. 26) на расстояние, необходимое для компенсации общего преломления призмы. Это обстоятельство не является существенным, но оно позволяет сохранять изображение следа I'

примерно в одном положении при вращении головки с объективом и призмой. При отсутствии такого смещения наблюдатель, смотрящий вдоль изображения следа I' под очень малым углом, должен непрерывно изменять положение глаза при вращении головки, что очень утомительно. Экран S должен иметь плоскую и сильно рассеивающую поверхность. Особенно удобен экран, покрытый окисью магния. Для изготовления такого экрана магниевая лента сжигается под поверхностью экрана. Такое покрытие легко разрушается при малейшем прикосновении, и поэтому экран нельзя чистить. Однако это не является серьезным недостатком, так как покрытие может быть легко восстановлено.

Характеристика оптического компенсатора. Теоретический анализ кривизны, вносимой призмой, довольно сложен. Однако при минимальном отклонении выражение для кривизны изображения прямой линии, параллельной преломляющему ребру призмы с углом 2α и с показателем преломления μ , было дано Брауэ [70]. Это выражение может быть записано в виде

$$C = \frac{2(\mu^2 - 1)\sin \alpha}{\mu f(1 - \mu^2 \sin^2 \alpha)^{\frac{1}{2}}}, \quad (54)$$

где f — расстояние от плоскости предмета до объектива. Для ахроматической призмы общая кривизна примерно равна разности кривизн, даваемых компонентами призмы, но так как невозможно использовать обе компоненты призмы в минимуме отклонения, то это соотношение не совсем точно.

Интервал кривизны, перекрываемый призмным компенсатором, может быть проиллюстрирован на трех приборах, применяющихся в Манчестерском университете. В каждом из них используются ахроматические призмы с отклонением около 9° . Интервал измеряемой кривизны ограничивается при большой компенсированной кривизне появлением искажений высших порядков. В описываемых приборах этот предел не достигается, что показывают контрольные опыты по компенсации кривизны дуг окружностей. В этих приборах используются две призмы Бека с почти одинаковым отклонением, но вторая из них вносит заметно большую кривизну.

Прибор 1. Призма Бека I; расстояние от объекта до изображения $(u+v)=39$ см. Объектив Т. Т. Н.¹⁾ с фокусным расстоянием 35 мм и относительным отверстием $f:2,5$ расположен на оси вращения призмы. Для измерений использовался участок следа длиной 1 см. Кривизна изображения на пленке определяется по формуле $C=4,12 \sin \theta$ м⁻¹, где θ — угол поворота призмы.

Прибор 2. Призма Бека II; $(u+v)=46$ см. Объектив того же типа, что и в предыдущем приборе, расположен эксцентрично по отношению к призме, чтобы исключить сдвиг изображения. Для измерений использовался участок следа длиной 1 см. Кривизна изображения на пленке $C=6,11 \sin \theta + 1,12 \sin^2 \theta$.

Прибор 3. Призма Бека II; $(u+v)=26$ см. Объектив Т. Т. Н.¹⁾ с фокусным расстоянием 15 см и относительным отверстием $f:2$ расположен на оси вращения призмы. Использовался участок следа длиной 7 мм. Кривизна изображения на пленке $C=13,6 \sin \theta$.

Третий прибор позволяет промерять кривизну до 12,5 м⁻¹. При фотографическом увеличении, равном 0,1, и магнитном поле 10⁴ гаусс это соответствует минимальному значению измеряемого при помощи данного прибора импульса $p=2,4 \cdot 10^8$ эв/с. Следует отметить, что в случае эксцентричного расположения объектива, исключая боковые смещения изображения на экране, наблюдается заметное отклонение кривизны от простой синусоидальной зависимости (прибор 2).

Методика измерений. Перед началом измерений головку с призмой следует поставить в нулевое положение. Пластина P (см. фиг. 26) с изображением следа устанавливается таким образом, чтобы изображение следа I' проходило через точки A и B на экране S . Такая установка необходима для фиксирования расстояния следа от оси объектива L и ориентации следа относительно нулевого положения головки призмы. При измерениях несколько раз определяется то положение компенсатора, для которого изображение I' можно считать прямой линией; после этого след поворачивается на 180° и выполняется новая серия аналогичных измерений. Кривизна следа определяется как среднее значение из этих двух серий измерений.

¹⁾ Объективы Taylor, Taylor and Hobson. — Прим. ред.

Значения углов, при которых наблюдается компенсация кривизны, для противоположных направлений вогнутости следа обычно отличаются между собой на $2-3^\circ$. Это свидетельствует о том, что имеется субъективная ошибка определения прямолинейности, дающая систематическое отклонение от истинной прямолинейности. Эта субъективная ошибка, повидимому, мало изменяется в течение двух последовательных серий измерений одного следа, что позволяет исключить ее описанным выше способом поворачивания следа

Точность измерений. Анализ результатов измерений, выполненных с компенсатором, позволяет оценить точность измерений кривизны. Приведенные ниже значения относятся к прибору 2, описанному выше.

Если средние показания компенсатора для двух ориентаций следа равны соответственно θ и θ' , то компенсирующий угол равен $\frac{1}{2}(\theta - \theta')$, так как θ и θ' имеют противоположные знаки.

Можно оценить точность отсчетов по отклонениям индивидуальных измерений от θ или θ' и из величины этих отклонений вывести погрешность в значениях θ и θ' . С другой стороны, можно непосредственно определить погрешность величины $\frac{1}{2}(\theta + \theta')$. Эта величина отличается от нуля вследствие субъективных ошибок наблюдателя. В частности, этот прием можно использовать при промерах двух следов над пластинкой и под ней на одной и той же фотографии. Если обозначить такие следы соответственно 1 и 2, то разность

$$(\theta + \theta')_1 - (\theta + \theta')_2$$

определяется только точностью отсчетов.

Обычно в серии измерений для следа с кривизной $C < 1 \text{ м}^{-1}$ (на пленке) отклонения индивидуальных измерений отличаются от среднего значения на величину $\Delta C \sim 0,1 \text{ м}^{-1}$. Если величина $\frac{1}{2}(\theta - \theta')$ в каждом случае усредняется по 8 промерам следа, то ожидаемая погрешность в окончательном значении кривизны $\Delta C \sim 0,035$. Для той же группы следов среднее значение величины $(\theta + \theta')_1 - (\theta + \theta')_2$ соответствует отклонению кривизны на $\Delta C \sim 0,32 \text{ м}^{-1}$, от-

куда соответствующее значение погрешности в кривизне, определяемой величиной $\frac{1}{2}(\theta - \theta')$, равно $\Delta C \sim 0,11 \text{ м}^{-1}$.

Действительная точность измерений лежит, очевидно, между этими двумя значениями. Точность измерений, полученная из величины отклонений отдельных отсчетов ($\Delta C \sim 0,035$), вероятно, завышена вследствие тенденции к получению повторяющихся отсчетов. Точность, определяемая по разности средних отсчетов ($\Delta C \sim 0,11 \text{ м}^{-1}$), наоборот, занижена, так как в этом случае сказывается влияние некруговых элементов следа, образующихся при искажениях в камере. Можно считать, что при обычных условиях точность измерений соответствует отклонениям, лежащим между $\Delta C = 0,04$ и $\Delta C = 0,10 \text{ м}^{-1}$ на пленке на 1 см изображения следа. Это значение приближается к точности измерений, установленной выше (см. § 12 этой главы) для фотографического увеличения, равного примерно 0,1.

ИЗМЕРЕНИЕ УГЛОВ

В этом разделе мы рассмотрим общие вопросы измерения углов между двумя прямолинейными следами в камере Вильсона и некоторые специальные вопросы, возникающие при измерении малых углов рассеяния следов космических частиц, фотографируемых в управляемой камере.

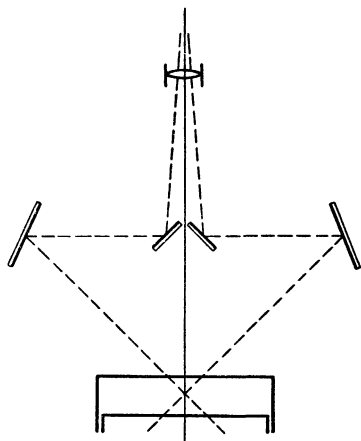
§ 15. Основные особенности измерения углов

Два снимка следа, произведенные с разных направлений, позволяют определить его положение в пространстве. При наличии двух снимков, полученных при фотографировании под прямым углом, пространственный угол может быть рассчитан аналитически по значениям плоских углов на каждой из фотографий. При таком фотографировании получается максимальная точность измерений. Если не требуется высокой точности измерений или если следы расположены так, что все они имеют небольшой наклон к некоторой плоскости, угол между направлениями фотографирования можно выбирать с достаточным произволом. В этом случае объективы могут располагаться стереоскопической парой, что позволяет одновременно использовать и стереоскопическое рассматривание фотографий и пространственную репроекцию. Недостаток метода репроекции состоит в том, что он требует точно такого же расположения

объективов и фиксаторов положения пленки, как и при фотографировании. Практически хорошие результаты получаются только при использовании того же фотоаппарата, при помощи которого были получены фотографии.

§ 16. Фотографирование под прямым углом

Шимизу [72] разработал способ (фиг. 27), позволяющий при помощи системы зеркал получать с одним объективом две фотографии следа на одной пленке, сделанные с двух взаимно перпендикулярных направлений. Этот метод, однако, обладает тем недостатком, что фокальные плоскости двух изображений перпендикулярны, и поэтому в фокусе обеих фотографий находится очень малый объем камеры. Так как в работах с камерой Вильсона используется такое относительное отверстие объектива, при котором глубина фокуса мала, то это расположение неэффективно даже для следов, идущих по всевозможным направлениям, если они не находятся в небольшой области пространства. Учитывая этот факт, Блэккет [73—75] видоизменил метод, разработав установку, позволяющую при сохранении фотографирования на две взаимно перпендикулярные плоскости получать на каждом из снимков хорошо сфокусированные фотографии одного и того же плоского объема камеры (фиг. 28). Аналитическая обработка фотографий остается такой же, как и в методе Шимизу.

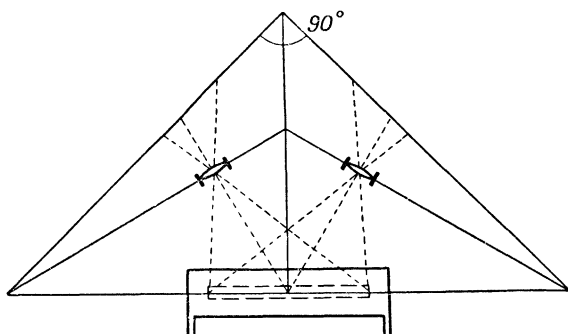


Фиг. 27. Фотографирование следов с двух взаимно перпендикулярных направлений [72].

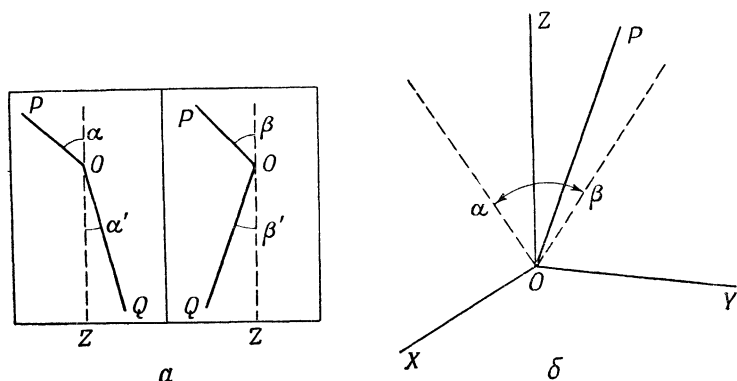
В первом приближении получаемые снимки являются прямолинейными проекциями следа на две взаимно перпендикулярные плоскости. На фиг. 29,а представлены два изображения двух пересекающихся следов OP и OQ . Пунктирная линия OZ параллельна линии пересечения плоскостей проекции. В случае ортогональной проекции две фотографии представляют проекции OP и OQ (на фиг. 29,б OQ

не показано) на плоскости XOZ и YOZ . Тогда, обозначая направляющие косинусы прямых OP и OQ соответственно через l, m, n и l', m', n' , для угла $POQ = \varphi$ будем иметь следующее выражение:

$$\cos \varphi = ll' + mm' + nn'.$$



Фиг. 28. Фотографирование следов на две взаимно перпендикулярные плоскости (Блэккет).



Фиг. 29.

Если использовать четыре соотношения типа $l/m = \operatorname{tg} \alpha$, то получаем

$$\cos^2 \varphi = \frac{(1 + \operatorname{tg} \alpha \operatorname{tg} \alpha' + \operatorname{tg} \beta \operatorname{tg} \beta')^2}{(1 + \operatorname{tg}^2 \alpha + \operatorname{tg}^2 \beta)(1 + \operatorname{tg}^2 \alpha' + \operatorname{tg}^2 \beta')}. \quad (55)$$

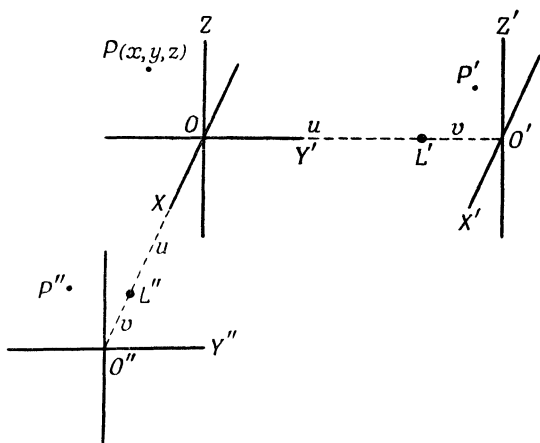
В случае, если $\alpha' = \beta' = 0$, это выражение принимает вид

$$\operatorname{tg}^2 \varphi = \operatorname{tg}^2 \alpha + \operatorname{tg}^2 \beta;$$

если величины α' , β' , α , β малы, то выражение (55) превращается в

$$\operatorname{tg}^2 \varphi = \operatorname{tg}^2 (\alpha - \alpha') + \operatorname{tg}^2 (\beta - \beta').$$

Последнее выражение справедливо также и для случая малых α' и β' при α и β , приблизительно равных $\pi/4$. Если α и β (или α' и β') равны $\pi/2$, то выражение (55) неопределенно. В этом случае выбор значения φ может быть



Ф и г. 30.

сделан только при условии, если OP (или OQ) оканчивается в газе камеры или если на следе имеются особенности, например веточки вторичных электронов, позволяющие определить направление движения частицы.

При более точном рассмотрении следует учитывать, что на фотографиях получаются не ортогональные проекции, а конические. Обозначим через a , a' , b и b' значения действительных углов на фотографиях, которые в ортогональной проекции обозначались через α , α' , β и β' , и определим поправки в форме $(\operatorname{tg} \alpha - \operatorname{tg} a)$ и т. д. для всех углов. Поправка равна нулю на оси объектива и будет возрастать с удалением от оси. При расположении, используемом Блэккетом (см. фиг. 28), такие поправки могут быть значительными.

На фиг. 30 $OXYZ$ — пространство объекта, а $X'OZ'$ и $Y''OZ''$ — плоские изображения следа, образуемые линзами L' и L'' . Расстояние от точки O до каждой из линз в пространстве объекта равно u , а расстояние от линз до изображений точки O — точек O' и O'' — равно v . Координаты изображений P' и P'' точки $P(x, y, z)$ даются выражениями:

$$\text{Точка } P' (x', z'): \quad x' = \frac{vx}{u-y}, \quad z' = \frac{vz}{u-y}.$$

$$\text{Точка } P'' (y'', z''): \quad y'' = \frac{vy}{u-x}, \quad z'' = \frac{vz}{u-x}.$$

Отсюда

$$\frac{dx'}{dz'} = \frac{(u-y) \frac{dx}{dz} + x \frac{dy}{dz}}{(u-y) + z \frac{dy}{dz}}, \quad (56)$$

$$\frac{dy''}{dz''} = \frac{(u-x) \frac{dy}{dz} + y \frac{dx}{dz}}{(u-x) + z \frac{dx}{dz}},$$

а так как

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \alpha &= \frac{dx}{dz}, & \operatorname{tg} a &= \frac{dx'}{dz'}, \\ \operatorname{tg} \beta &= \frac{dy}{dz}, & \operatorname{tg} b &= \frac{dy''}{dz''}, \end{aligned} \quad (57)$$

то

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} a &= \frac{(u-y) \operatorname{tg} \alpha + x \operatorname{tg} \beta}{(u-y) + z \operatorname{tg} \beta}, \\ \operatorname{tg} b &= \frac{(u-x) \operatorname{tg} \beta + y \operatorname{tg} \alpha}{(u-x) + z \operatorname{tg} \alpha}. \end{aligned} \quad (58)$$

Таким образом,

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \alpha - \operatorname{tg} a &= \frac{m}{qp - mn} (q \operatorname{tg} b + n \operatorname{tg} a), \\ \operatorname{tg} \beta - \operatorname{tg} b &= \frac{n}{qp - mn} (p \operatorname{tg} a + m \operatorname{tg} b), \end{aligned} \quad (59)$$

где

$$\begin{aligned} p &= v - My, & q &= v - Mx, \\ m &= Mz \operatorname{tg} a - Mx, \\ n &= Mz \operatorname{tg} b - My, \end{aligned} \quad (60)$$

и $M = v/u$ — фотографическое увеличение.

Если обозначить $\Delta x' = (Mx - x')$ и т. д. и принять во внимание, что x, y, z малы по сравнению с u , то тогда

$$\begin{aligned}\Delta x' &= \Delta y'' = -\frac{x' y''}{v}, \\ \Delta z' &= -\frac{z' y''}{v}, \\ \Delta z'' &= -\frac{z'' x'}{v},\end{aligned}\tag{61}$$

и величины q, p, m и n могут быть выражены в виде

$$\begin{aligned}p &= v - y'' \left(1 - \frac{x'}{v}\right), & q &= v - x' \left(1 - \frac{y''}{v}\right), \\ m &= (z' \operatorname{tg} a - x') \left(1 - \frac{y''}{v}\right), \\ n &= (z'' \operatorname{tg} b - y'') \left(1 - \frac{x'}{v}\right).\end{aligned}\tag{62}$$

Поправки к ортогональным проекциям получаются из уравнений (59) и (62).

Чтобы обеспечить возможность перехода от конической проекции к ортогональной, точки O' и O'' надо фиксировать. Для этой цели на каждой фотографии необходимо иметь соответствующие метки. Из работы Блэккета видно, что вводимые поправки могут в несколько раз превосходить окончательную точность измерений. В контрольных опытах на объектах, углы которых могли быть измерены непосредственно, им было найдено, что вероятная ошибка описанного метода составляет примерно $10'$, в то время как поправки к a могли доходить до 5° .

§ 17. Отклонение следов космических частиц в пластинках

Изучение многократного рассеяния космических частиц в пластинках рассеивающего вещества дает пример таких измерений углов, в которых достаточно знания проекции угла. В этих случаях основные технические трудности состоят в учете влияния искажений, вносимых камерой, и выполнении измерений очень малых углов отклонения при наличии магнитной кривизны.

Искажения, вносимые камерой. Причины, вызывающие движение массы газа в камере, достаточно подробно обсуждались выше (см. § 6 этой главы). Влияние этого движения при измерениях углов не менее серьезно, чем при измерениях кривизны.

Если записать искажения следа в виде

$$\Delta(x) = \Delta_0 + \Delta_1 x + \Delta_2 x^2 + \Delta_3 x^3 + \dots, \quad (63)$$

то коэффициент Δ_0 для рассматриваемых измерений не существен, коэффициент Δ_1 соответствует угловому смещению, Δ_2 — введению кривизны, а Δ_3 — некруговым искажениям. В случае, когда газ циркулирует вокруг точки $x = 0$ с постоянной угловой скоростью, отличным от нуля будет только коэффициент Δ_1 . Поэтому такие тепловые циркуляции газа в камере, при которых этот коэффициент был бы мал по сравнению с другими, представляются маловероятными. Следовательно, контроль температуры, о котором уже говорилось выше, имеет особое значение и при проведении угловых измерений.

Аналогично тому, как при измерении импульсов в серию снимков, выполненных с магнитным полем, включаются контрольные снимки, сделанные без магнитного поля, при измерениях углов проводятся контрольные измерения на следах, полученных в камере с пластинкой, геометрически подобной рассеивающему слою, применяемому в основных исследованиях, но с пренебрежимо малой рассеивающей способностью. Такое замещение является не совсем эквивалентным вследствие различия термических свойств замещающей и основной пластинок. Кроме того, замена требует много времени и не может достаточно часто повторяться в серии фотографий. Все это заставляет обращать особое внимание на внутренние условия, приводящие к систематическим угловым смещениям.

Для определения систематических смещений обычно рассматривают алгебраическую сумму всех измеренных отклонений для выбранной группы следов. Для этой цели выбираются группы следов с наибольшим возможным значением импульса, так как для этих следов истинное рассеяние в пластинке мало и вследствие этого относительная роль искажений камеры является максимальной. Если для n следов эта сумма равна $\sum \theta$, то $\sum \theta/n$ дает среднее систематическое смещение (точнее, разность систематиче-

ских смещений между двумя половинами камеры), которое используется в качестве поправки ко всем измеряемым отклонениям. Далее, если известно, что для серии следов с большими значениями импульса все измеренные отклонения обуславливаются искажениями камеры, то для этой серии следов может быть определена вероятная погрешность в измерении угла. Блэккет и Вильсон [76], которые определяли эти величины по результатам промеров следов частиц с импульсами, большими 10^{10} эв/с, дают для систематического смещения значение $+0,04^\circ$ с вероятной погрешностью $\pm 0,16^\circ$. Так как для частиц с импульсом 10^{10} эв/с ожидаемая средняя величина угла рассеяния в применявшейся пластинке составляла $0,09^\circ$, а максимальный измеряемый импульс имел значение примерно 10^{10} эв/с, то полученная погрешность $\pm 0,16^\circ$, вероятно, преувеличена. Если относительное смещение следа, соответствующее приведенному значению погрешности, сопоставить со смещением, полученным из погрешности в измерении импульса для той же серии фотографий, то обнаруживается (в соответствии с допущением о наличии конвекционного движения в газе), что коэффициент Δ_1 больше коэффициента Δ_2 .

§ 18. Методы измерения отклонений

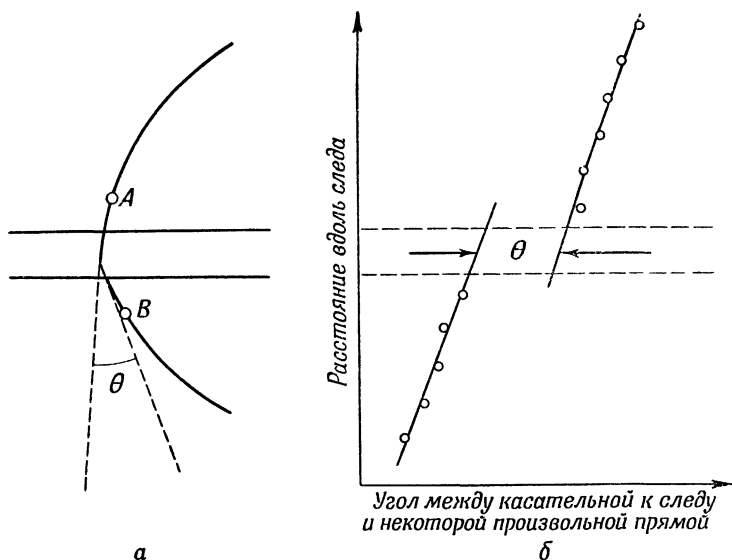
При измерении отклонения следа в пластинке надо определить угол между двумя искривленными магнитным полем частями следа, точка пересечения которых лежит в толще пластинки. Очевидно, что полный угол между касательными в двух наиболее близких точках A и B (фиг. 31, a) каждой из частей следа частично обязан рассеянию и частично магнитной кривизне следа, причем на практике роль магнитной кривизны может быть значительной. Например, для пластинки свинца толщиной 1 см средний угол рассеяния приблизительно равен $10^9/\rho$ град., в то время как изменение направления касательной на 1 см пути вследствие магнитной кривизны равно

$$\frac{180}{\pi} \frac{300 H}{\rho},$$

или

$$\frac{1,72 \cdot 10^4 H}{\rho} \text{ град.}$$

Таким образом, в поле $H = 10^4$ гаусс магнитное отклонение составляет 17% от среднего угла рассеяния, что должно быть учтено путем введения соответствующей поправки. В большинстве практических случаев эта поправка, повидимому, возрастает еще более вследствие того, что в веществах с меньшим атомным номером рассеяние уменьшается, а с увеличением толщины пластинки оно



Фиг. 31. Рассеяние быстрой космической частицы в металлической пластинке.

растет только как $t^{\frac{1}{2}}$. Каждая из этих причин увеличивает относительную роль магнитного отклонения. Кроме того, некоторая ошибка вносится из-за неточности определения направления касательной в точке выхода следа из пластинки. В измерениях Блэккета и Вильсона со свинцовой, медной и золотой пластинками величина поправки на магнитное отклонение составляла от 30 до 40% полного отклонения.

Для угловых измерений удобно пользоваться микроскопом, снабженным окулярным гониометром, предметный столик которого может передвигаться по двум взаимно перпендикулярным направлениям. Точка следа, на кото-

рую устанавливается крест нитей гониометра для определения направления касательной, выбирается таким образом, чтобы можно было легко перейти к другой части следа. Знак поправки, очевидно, определяется тем, совпадает ли направление отклонения вследствие рассеяния с направлением магнитного отклонения, или нет. При необходимости произвести более точные измерения определяют угол между некоторой произвольной прямой и касательной к следу в ряде равноотстоящих точек по каждую сторону пластинки (фиг. 31, б). Если след имеет постоянную кривизну, то график зависимости угла касательной от расстояния вдоль следа представляется прямой линией, наклон которой пропорционален кривизне. Предполагаем, что импульс частицы мало меняется при прохождении пластинки (только при этом условии и возможно сопоставление наблюдаемого рассеяния с импульсом частицы); тогда линии, соответствующие обеим частям следа, будут примерно параллельны и угол рассеяния непосредственно определится по сдвигу одной линии относительно другой.

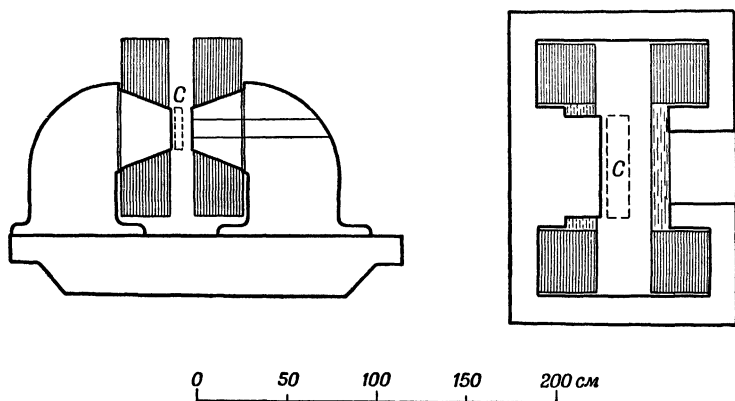
Как и при измерении импульсов, точность, с которой определяются углы рассеяния, зависит от качества фотографий. При хорошем качестве фотографий отдельные промеры углов могут быть сделаны с точностью до $0,1^\circ$ и среднее значение погрешности измерений будет значительно меньше, чем погрешность, обусловленная искажениями следа в камере.

§ 19. Источники магнитного поля

Для получения магнитного поля используется или соленоид без сердечника, или электромагнит. Употребление соленоида в качестве источника магнитного поля позволяет использовать нормальное расположение аппаратуры камеры Вильсона, при котором механизм расширения находится позади камеры, а фотоаппарат — впереди, на геометрической оси камеры. При использовании катушек с железными сердечниками механизм, создающий расширение, помещают сбоку от камеры. В этом случае значительно большие трудности возникают при фотографировании. Так как фотоаппарат должен располагаться на оси камеры, то при заполнении катушек железом приходится выбирать компромиссное решение, позволяющее сочетать хорошие условия для фотографирования с достаточно малым сопротивлением магнитопровода. Однако даже в тех слу-

чаях, когда фотографируемый объем камеры мал, для помещения фотоаппарата приходится делать большой воздушный зазор между полюсами магнита.

Классические работы Кунце [29] и Блэккета и Оккиалини [58] были выполнены с обычным соленоидом. В последнее время соленоиды использовались в работах французских исследователей¹⁾, использовавших для их питания очень большие мощности. Однако магнитные характеристики простого соленоида могут быть существенно



Фиг. 32. Сравнительные размеры одинаковых по весу электромагнита и соленоида с железным сердечником.

Слева показан вертикальный разрез электромагнита, справа — горизонтальный разрез соленоида с железным сердечником.

улучшены добавлением железного магнитопровода, даже если он используется только для замыкания внешней части потока. Практически приходится выбирать между электромагнитом, дающим в воздушном зазоре магнитное поле порядка поля насыщения применяемой магнитной стали, и соленоидом с железным сердечником, дающим заметно меньшее поле, чем поле насыщения в железе. Так как в последнем случае используется гораздо меньшее количество железа, то можно более удобно разместить камеру, фотоаппарат и другую необходимую аппаратуру. В принципе возможно сконструировать электромагнит,

¹⁾ См., например, Journ. Sci. Instr., 24, 292 (1947). — Прим. авт.

дающий в заданном объеме поле, близкое к полю насыщения. Однако вес и стоимость электромагнита, дающего поле порядка 10 000—20 000 гаусс, будут гораздо больше, чем вес и стоимость соленоида с сердечником, дающего в том же объеме поле 5000—7000 гаусс. На фиг. 32 приведены для сравнения сконструированный Блэккетом в 1933 г. электромагнит, действующий и в настоящее время в Манчестерском университете, и соленоид с железным сердечником, разрабатываемый там же. Оба магнита изображены в одинаковом масштабе. В то время как электромагнит создает поле 14 000 гаусс в рабочем объеме диаметром 25 см и глубиной 2 см, соленоид с примерно одинаковым потреблением энергии создает поле от 5000 до 7000 гаусс в рабочем объеме с квадратным основанием 55×55 см и глубиной более 10 см.

Если вес и стоимость не ограничивают выбора, то электромагнит, подобный электромагниту Блэккета, позволяет получить в центральной части зазора поле с магнитными параметрами, близкими к оптимальным (особенности катушек возбуждения и системы охлаждения при этом не рассматриваются).

Кроме уже упомянутых выше работ, данные о мощных источниках магнитного поля можно найти также в работах [31, 71, 77, 78] и др.

Глава VII

ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ФОТОГРАФИЙ, ПОЛУЧЕННЫХ ПРИ ПОМОЩИ КАМЕРЫ ВИЛЬСОНА

§ 1. Введение

В предыдущих главах отмечалось значение камеры Вильсона как прибора, пригодного не только для качественных демонстраций, но и для проведения количественных измерений. Большинство работ, выполненных с этим прибором, до последнего времени носило элементарный характер, хотя при их проведении и возникали значительные трудности. К таким работам относятся изучение соударений различных частиц Блэккетом [73—75], рассеяния ядер тяжелого водорода — Ди и Джильбертом [79], ионизации, производимой нейтронами, — Ди [80], и исследование зависимости удельной ионизации от импульса частицы, описанной в гл. II, § 5.

Совершенствование количественной стороны метода позволило перейти к решению более сложных задач при помощи камеры Вильсона. В качестве примеров можно указать на работу Андерсона [71], в которой установлено существование позитрона, и на его же работу [81], где устанавливается различие между частицами, присутствующими в космических ливнях, и одиночными космическими частицами. Применение более совершенной техники измерений позволило Рочестеру и Батлеру [68] установить существование тяжелых мезонов с массой $\mu \sim 1000 m_0$ ¹⁾.

Целью настоящей главы является описание основных методов интерпретации фотографий, а также требований, которые предъявляются к фотографиям и к методике измерений.

§ 2. Что можно наблюдать на фотографиях, полученных при помощи камеры Вильсона

Импульс. Измерение импульса подробно обсуждалось в § 1—14, гл. VI. Требования, которые предъявляются к

¹⁾ В самые последние годы в камере Вильсона были обнаружены новые (нестабильные) частицы, заряженные и нейтраль-

фотографиям, используемым для измерения импульса, в значительной степени противоречат тем требованиям, которые возникают при измерении удельной ионизации. Поскольку обе эти величины наиболее важны для интерпретации снимков, то ниже (см. § 4) обсуждаются оптимальные условия для одновременного измерения этих величин.

Удельная ионизация. В принципе определение удельной ионизации выполняется путем подсчета на изображении следа числа капель, включая и капли, входящие в скопления, не превышающие некоторого максимального размера (см. гл. II, § 2). Для тонких следов можно использовать также метод Вильямса [85], основанный на измерении разрывов в следе между каплями, образованными на группах ионов, возникших в результате первичной ионизации. Однако этот метод не годится для анализа следов, полученных с управляемой камерой. На хороших фотографиях, в случаях, когда счет отдельных капель невозможен, плотность ионизации оценивается визуально. Этот способ представляет особую ценность, если сравниваемые следы получены в одинаковых условиях освещения. В этом случае можно заметить различие в плотности ионизации, равное 50%. Если сравниваемые следы получены в неодинаковых условиях, то данный способ позволяет сделать только примерную оценку удельной ионизации. При этом обычно можно заметить трехкратное различие в ионизации.

Образование в газе вторичных электронов. Ценные данные иногда можно получить из распределения вторичных электронов вдоль следа частицы. На снимках, полученных без магнитного поля, имеется довольно большое число вторичных электронов с энергией, достаточной для того, чтобы по их направлению можно было определить направление движения первичной частицы. В сильном магнитном поле начальное направление движения сохраняется только для быстрых вторичных электронов.

Метод определения массы первичной частицы по сопровождающим ее быстрым вторичным электронам был разработан Лепринс-Ринге с сотрудниками. Снимки,

ные [см., например, Armenterous, Barker, Butler, *Phil. Mag.*, 42, 113 (1951); Leighton, Wanlass, *Phys. Rev.*, 86, 3 (1952)].—*Прим. ред.*

пригодные для точного определения массы первичной частицы этим методом, встречаются редко. Однако часто, используя менее быстрые вторичные электроны, удается установить некоторые пределы, между которыми лежит масса первичной частицы (см., например, [86]).

Корреляция частиц во времени. За редкими исключениями, разрешающее время схемы совпадений, управляющей работой камеры, бывает настолько малым, что вероятность воздействия на управляющую систему счетчиков случайных частиц пренебрежимо мала. Однако разрешающее время камеры много больше (см. гл. V, § 3), и поэтому имеется вероятность того, что на фотографии наряду со следами частиц, вызвавших срабатывание камеры, появится след частицы, не связанный с изучаемым явлением. Обычно такими случайными следами являются следы частиц, поток которых имеет наибольшую интенсивность (например, μ -мезонов или медленных электронов).

По оценке Дж. Вильсона [87], в камере с эффективной площадью 30 см^2 и разрешающим временем примерно 0,02 сек. на 1000 фотографий приходится в среднем 1 случайный мезон, проходящий в телесном угле $1/6$ радиана. В применяемых теперь камерах с большой эффективной площадью, обладающих, кроме того, большим разрешающим временем, вероятность регистрации на фотографиях случайных мезонов, не отличаемых от частиц, вызвавших срабатывание камеры, значительно больше. Для многих целей, однако, важно установить одновременность прохождения только тех частиц, которые выходят примерно из одной точки. Тогда эффективный объем для прохождения случайных частиц значительно уменьшается, и поэтому вероятность случайного совпадения становится малой. В представляющем особый интерес случае регистрации частиц, выходящих из пластинки поглотителя в результате образования в ней ливня или акта взаимодействия, этой вероятностью можно пренебречь.

Гомоцентричность следов. Если следы частиц исходят из одной точки, находящейся в газе камеры, то этот факт можно установить по фотографиям следов в камере, если же следы частиц исходят из одной точки вне камеры, то установить это невозможно вследствие рассеяния, испытываемого частицами в стенках камеры. При фото-

графировании в двух взаимно перпендикулярных направлениях вопрос о гомоцентричности следов частиц решается непосредственно по двум снимкам. При стереоскопическом фотографировании требуется репроекция. Пересечение следов определяется при помощи стереоскопической репроекции с точностью до 1 мм или меньше. Такая точность может быть достигнута при использовании для репроекции той же оптической системы и тех же фиксаторов положения пленки, с которыми было выполнено фотографирование. Это обстоятельство следует иметь в виду при конструировании фотоаппарата, используемого для получения снимков в камере Вильсона.

Ядра отдачи. Рассеяние и другие аналогичные процессы, в которых некоторая доля импульса передается тяжелому ядру, характеризуются появлением на фотографии очень коротких следов ядер отдачи, возникающих в том случае, если энергия, передаваемая этим ядрам, достаточно велика. Это отличает процессы соударения от процессов спонтанного распада, при которых следы ядер отдачи отсутствуют.

§ 3. Требования, предъявляемые к качеству фотографий, используемых для интерпретации

Задача одновременного измерения на одной фотографии импульса частицы и удельной ионизации требует совершенствования техники фотографирования следов настолько, чтобы обеспечить получение изображений капелек, выросших на отдельных ионах. Это требование способствует успешному решению и ряда других вопросов, связанных с интерпретацией фотографий. В частности, ширина следа, на измерении которой основано определение разрешающего времени камеры, по снимкам, на которых видны изображения только групп капелек, определяется менее точно. Приведенная выше (см. гл. V, § 3) оценка разрешающего времени камеры сделана в предположении, что регистрируются капли, образующиеся на отдельных ионах. Различие между боковыми ответвлениями следа, образованными ядрами отдачи и обычными вторичными электронами, выражается более резко, если непрерывная линия капелек основного следа близко подходит к веточке отдачи с обеих сторон.

Имеется еще одно обстоятельство, требующее получения на снимках изображений отдельных капель. Существование слабого ровного фона капель в чистой камере доказывает, что пересыщение и освещение в различных точках камеры достаточны для конденсации и фотографирования образовавшихся капель. Всякий раз, когда траектория частицы обрывается в газе камеры, возникает вопрос, действительно ли траектория частицы кончается (или начинается) в этой точке или она уходит из освещенной области или в область недостаточного пересыщения. Присутствие капель фона в этом месте фотографии очень важно для решения этого вопроса (см., например, [68]). Методом пространственной репроекции можно установить, на каком расстоянии за видимым концом траектории выполняются условия достаточной освещенности и пересыщения.

Фотографии, полученные при помощи камеры Вильсона, особенно те, на которых регистрируются отдельные капли, лучше всего рассматривать стереоскопически. Введение стереоскопической фотографии было вызвано необходимостью воспроизведения пространственного изображения следа, но в настоящее время значение стереоскопической репроекции расширилось. Например, присутствие слабого фона в камере по одиночной фотографии заметить очень трудно, и только стереоскопический просмотр снимка позволяет решить вопрос о плотности фона.

Одновременные измерения импульса и ионизации предъявляют противоречивые требования к фотографическим снимкам. Но даже не рассматривая этих противоречий, следует сказать, что получить фотографии, безукоризненные с точки зрения их дальнейшей интерпретации, очень трудно. В хорошо работающей камере должны осуществляться следующие условия: в камере не должно быть посторонних центров конденсации, но полезно присутствие ровного слабого фона во всем объеме камеры. Во время работы величина расширения должна оставаться постоянной, достаточной для 100-процентной конденсации пара на ионах. Искажения следа у пластинок (вследствие движения газа или недостаточного пересыщения) снижают качество фотографий. Для повышения точности измерения импульса, особенно на коротких и наклонных следах, время расширения и роста капель должно быть минимальным (однако это ухудшает условия счета капель при измерении удельной ионизации).

Следует отметить, что в большинстве исследований, выполненных при помощи камеры Вильсона, уровень техники не был достаточно высоким и возможности применения камеры еще далеко не исчерпаны.

§ 4. Импульс и ионизация

Необходимость одновременных измерений импульса и удельной ионизации, на которую часто приходится ссылаться, определяется тем значением, которое в настоящее время придается определению массы отдельных частиц, регистрируемых на фотографиях. Зная импульс и ионизацию, можно, как правило, непосредственно определить массу частицы.

Остановимся на этом вопросе подробнее. В принципе соотношение между удельной ионизацией, импульсом частицы и ее массой имеет одинаковый вид — для всех импульсов любым значениям удельной ионизации и импульса соответствуют два значения массы, далеко отстоящие друг от друга, что позволяет исключить одно из них для широкого интервала значений импульса частицы. Однако, как было показано выше (см. гл. II, § 6), в области больших импульсов ($pc > 10 mc^2$) теория удельной ионизации недостаточно точна, чтобы ее результаты можно было использовать для определения массы частицы. Существующие экспериментальные данные по измерению зависимости удельной ионизации от импульса в этой области импульсов также недостаточны. Задачей ближайшего будущего является достижение такой точности измерения импульса, которая необходима для определения массы частицы. Для импульсов до 10^9 эв/с необходимая точность измерений составляет примерно $\pm 10\%$; для больших значений импульса требуется меньшая точность.

Таким образом, необходимо повышение максимального измеряемого импульса до 10^{10} эв/с, при условии, что может быть замечено небольшое возрастание удельной ионизации с увеличением импульса. Можно считать удовлетворительной точность измерения ионизации $\pm 10\%$.

Дж. Вильсон [69, 87], работая с неглубокой камерой, наполненной аргоном при давлении 1,5 атм, измерял импульсы до 10^{10} эв/с для следов длиной 10 см в поле 10^4 гаусс. Позднее Рочестер и Батлер¹⁾ получили для

¹⁾ Неопубликованная работа. — Прим. авт.

максимального измеряемого импульса значение $8 \cdot 10^9$ эв/с для более глубокой камеры и поля $7 \cdot 10^3$ гаусс при прочих аналогичных условиях. Это значение максимального измеряемого импульса существенно больше, чем в предыдущих работах с глубокой камерой, и, вероятно, достигнуто в результате большей стабильности температуры. Несущественное улучшение точности измерения импульса может быть также получено путем уменьшения времени роста капель. В упомянутых работах не создавались условия для одновременного счета капель: на фотографиях не разрешались даже мелкие группы капель, поэтому счет отдельных капель был невозможен. На снимках можно было заметить изменение ионизации на 50—100%.

§ 5. Условия для одновременного измерения импульса и ионизации

Систематических работ по определению условий, необходимых для измерения импульса и ионизации на одной фотографии с указанной выше точностью, было проведено очень мало. Ниже приводятся основные положения, которыми следует руководствоваться при выборе условий для проведения одновременных измерений импульса и ионизации.

1. Точность измерения импульса зависит от полного времени между прохождением частицы и фотографированием, которое обычно определяет основную ошибку при измерении импульса, и от погрешности, с которой по фотографии следа восстанавливается действительная траектория.

2. Полное время может быть разделено на время расширения (от прохождения частицы до установления в камере необходимого пересыщения) и время роста капель (до фотографирования).

а) Время расширения можно уменьшить дальнейшим усовершенствованием механической части камеры, применением легкого газа (H_2) для выполнения расширения, использованием малых пересыщений.

б) Время роста капель можно уменьшить применением для наполнения камеры легкого газа, использованием пара с большей скоростью роста капель (скорость роста капель в парах воды больше скорости роста в парах спирта или смеси спирта с водой, содержащей 75% спирта).

3. Ошибка измерения импульса, обусловленная диффузией, обычно имеет второстепенное значение, но она может возрасти и при прочих равных условиях стать преобладающей, если коэффициент диффузии газа, используемого для наполнения камеры, велик и если общая ионизация мала, как это имеет место в легких газах.

4. Измерение ионизации с точностью до 10% зависит главным образом от разрешения мелких групп капель, что может быть достигнуто использованием эмульсии с высокой разрешающей способностью, фотографированием с малым уменьшением, увеличением времени диффузии и работой при малой общей ионизации. Для разрешения мелких групп капель важно также отсутствие фона в камере (ввиду большого интервала времени, требуемого для полной конденсации на ионах).

§ 6. Использование для целей интерпретации других свойств частиц

Одной из основных задач при интерпретации фотографий, полученных при помощи камеры Вильсона, является отождествление частиц, регистрируемых на фотографиях. Наиболее точно масса частиц определяется по измерениям импульса и ионизации. Но этот метод можно использовать в ограниченном интервале импульсов, и очень часто интересные экспериментатора частицы не попадают в этот интервал. Поэтому полезно рассмотреть другие свойства частиц, которые могут быть использованы для определения массы частиц.

а) Релятивистские преобразования при процессах столкновения и распада. Если в системе, связанной с центром инерции взаимодействующих частиц, известно распределение частиц по отношению к направлению движения первичной частицы, то может быть проведено релятивистское преобразование к лабораторной системе координат. Эта операция представляет особый интерес в том случае, когда прямыми или косвенными методами (см. ниже пункты б и в) определены импульсы, по крайней мере, нескольких частиц, участвующих во взаимодействии. Особенно характерен случай образования пар. Например, пара частиц, образованная в газе камеры на фиг. 1 в работе [68], не может быть электронной парой, так как импульсы обеих частиц больше 10^8 эв/с, а угол между ними равен 60° .

б) Столкновение со свободным электроном. Наблюдение быстрых вторичных электронов, образованных первичной частицей с известным импульсом, позволяет, в принципе, определить массу первичной частицы. Хотя точное определение массы практически не всегда возможно, но, во всяком случае, удастся установить некоторые пределы, в которых заключена масса частиц. Как было показано в работе [88], для случая упругого столкновения можно получить выражение

$$\left(\frac{\mu}{m}\right)^2 = \left(\frac{pc}{mc^2}\right)^2 \left\{ \left(\frac{p' \cos \theta}{pc}\right)^2 - 1 \right\}, \quad (64)$$

где μ , p — масса и импульс первичной частицы m , p' — масса и импульс электрона, θ — угол между направлением вылета вторичного электрона и траекторией первичной частицы и

$$pc = \{(mc^2)^2 + (p'c)^2\}^{\frac{1}{2}} - mc^2.$$

Это выражение наиболее пригодно при малых значениях θ , т. е. когда $\cos \theta \approx 1$. На фотографии, полученной в работе [86], частица, выходящая из пластинки свинца и имеющая импульс $p \sim 2,0 \cdot 10^7$ эв/с, сопровождается медленным электроном с импульсом $1,5 \cdot 10^5$ эв/с. Вследствие рассеяния электрона в пластинке угол θ не может быть определен точно. Измеренный импульс электрона дает нижнюю границу импульса, переданного ему при столкновении. Поэтому выражение (64) дает верхнюю границу массы частицы $\mu < 300 m$. Эта оценка согласуется со значением, полученным из измерений импульса и ионизации, и подтверждает, что первичная частица есть мезон с массой $\sim 200 m$. Лепринс-Ринге и др. [89] этим методом показали существование частиц с массой $\mu \sim 1000 m$. Пределы применимости этого метода были критически разобраны Бете [66].

в) Рассеяние в пластинках. Рассеяние быстрых заряженных частиц проходящих через металлическую пластинку, состоит из многократного рассеяния частиц в кулоновском поле атомов рассеивающего вещества и небольшого числа актов рассеяния на большой угол, происходящих при взаимодействии частиц с отдельными нуклонами ядра. Для мезонов космических лучей было показано [76, 90,

91], что вероятность однократного рассеяния на большой угол в пластинках, обычно используемых в камере Вильсона, чрезвычайно мала, так что практически ее можно не учитывать. При учете только многократного рассеяния угол рассеяния частицы в пластинке может характеризовать импульс частицы [$\theta = f(p/\beta)$]. Однако нельзя утверждать, что вероятность ядерного рассеяния в пластинке мала и для других частиц. Имеются указания, что, по крайней мере, для некоторых частиц это не так. Поэтому рассеяние на малые углы всегда свидетельствует о большом значении импульса частиц, тогда как рассеяние на большой угол частицы с большим импульсом характерно только для определенных частиц, хотя вид частицы по этому рассеянию не может быть точно определен.

г) Отличительные черты электронных ливней. В настоящее время хорошо известно, что не все большие ливни из пластинки в камере Вильсона являются электронно-каскадными. Так как эти относительно редкие случаи¹⁾ представляют большой интерес, то очень важно уметь отличить от них обычные каскадные ливни.

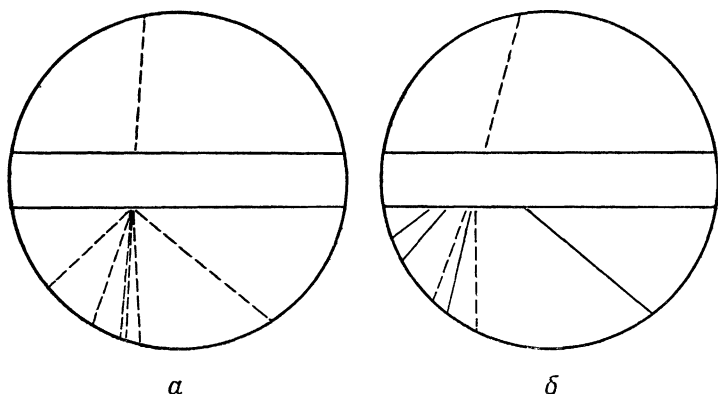
За редкими исключениями, число частиц еще не характеризует природу ливня. Для электронных ливней характерны заметная локализация области образования (однако эта область иногда бывает неясной, если несколько каскадов возникают близко друг от друга), наличие определенного спектра импульсов частиц и их углового распределения. Так как угловое распределение частиц в каскадном ливне определяется рассеянием, то угловое распределение и спектр импульсов связаны между собой.

Электронно-каскадный ливень выходит из металлической пластинки обычно в пределах малой площади с диаметром порядка одной лавинной единицы²⁾. Так как для свинца лавинная единица равна 4,6 мм, то площадь вы-

¹⁾ Так называемые электронно-ядерные ливни, впервые открытые советскими физиками [ДАН СССР, LV, 119 (1947); ЖЭТФ, 17, 1027 (1947)]. — *Прим. ред.*

²⁾ При изучении взаимодействия электронов и фотонов больших энергий с веществом ради общности удобно пользоваться специальной так называемой «лавиной», или «радиационной», единицей длины, определяемой так, чтобы в выражения для эффективных сечений основных процессов (образование пар, радиационное тор-

хода каскадного ливня из свинца или другого тяжелого материала очень мала. В этом отношении каскадный ливень сильно отличается от испускания тяжелых частиц, для которых рассеяние играет второстепенную роль и угловое распределение определяется угловым распределе-



Фиг. 33. Характерный вид электронного ливня (*а*) и ядерного расщепления с испусканием тяжелых частиц (*б*) в камере Вильсона с пластинкой из вещества с большим атомным весом.

нием частиц в акте взаимодействия. Тяжелые частицы в ливне распределяются на большую площадь пластинки (см., например, [86], фиг. 1) и с точностью до углов рассеяния продолжения их следов сходятся в точке образования ливня в материале пластинки (фиг. 33). Этим способом можно обнаружить присутствие в составе обычных каскадных ливней частиц неэлектронной природы.

Спектр импульсов электронов в каскадном ливне изучен достаточно хорошо (см., например, [92]). Следует отметить, что в то время, как некоторые особенности спектра являются характерными для всех каскадных ливней, дру-

можение и т. п.) не входила явным образом зависимость от вещества. В процессе развития электронно-каскадного ливня передача энергии от фотона электронам (и наоборот) в среднем происходит примерно на длине, равной одной лавинной единице. По смыслу определения ясно, что выраженная в обычных единицах лавинная единица будет иметь для разных веществ различные значения. Например, для воды она равна около 34 см, для свинца 4,6 мм (см. книгу: С. З. Беленький, Лавинные процессы в космических лучах, М. — Л., 1948, стр. 24 и далее). — *Прим. ред.*

гие проявляются только при определенных значениях энергий начальных электронов или фотонов и толщины пластинки. За исключением еще не развившихся ливней, для каскадных ливней характерно присутствие частиц с близкими импульсами. Большинство выходящих электронов имеет импульсы между 10^7 и 10^8 эв/с, так как частицы с меньшими импульсами в значительной степени удаляются в результате рассеяния.

В табл. 17 приведены данные, характеризующие распределение импульсов частиц, выходящих из пластинки золота толщиной около 8 лавинных единиц [12]. Пластинки такой толщины часто применяются в работах с камерой Вильсона.

Угловое распределение частиц в каскадном ливне, определяемое рассеянием, характеризуется сосредоточением электронов большой энергии в узком конусе (эти

Таблица 17

РАЗВИТИЕ КАСКАДНЫХ ЛИВНЕЙ В ПЛАСТИНКЕ ЗОЛОТА
ТОЛЩИНОЙ 2 см

Импульс начального электрона, эв/с	$4 \cdot 10^8$	10^9	$2 \cdot 10^9$
Вероятное число вторичных электронов с импульсом больше 10^7 эв/с	2	6	12
Вероятное число вторичных электронов с импульсом больше 10^8 эв/с	$\ll 0,001$	$< 0,1$	0,5

электроны, образованные частицами с еще большей энергией, проходят без размножения небольшие толщины порядка лавинной единицы). Частицы большой энергии ($p > 10^8$ эв/с для свинца), которые выходят под большими углами ($\theta > 20^\circ$), чаще всего не являются электронами.

д) Различие между процессами распада и столкновения. Рочестер и Батлер [68] при анализе некоторых процессов, наблюдаемых в газе камеры, использовали вероятностные характеристики этих процессов в качестве критерия для отделения процессов распада от процессов столкновения. Хотя в их примере имеются вспомогательные данные, ограничивающие выбор возможных взаимодействий, предложенный ими критерий может быть решающим. Сущность его состоит в том, что спонтанный

распад не чувствителен к присутствию вещества, и поэтому вероятность распада на длине пути частицы в газе камеры, равной 30 см, в 10 раз больше, чем при прохождении металлической пластинки толщиной 3 см, в то время как для всех известных взаимодействий (при достаточно больших энергиях падающих частиц) вероятность их обнаружения в металлической пластинке в сотни раз больше, чем в газе камеры. Поэтому если некоторое явление сопровождается вылетом частиц, причем частицы и их энергии таковы, что они в состоянии выйти из пластинки, то наблюдение одного такого явления в газе камеры при отсутствии большого числа таких же явлений в пластинке свидетельствует о том, что данное явление не связано с процессами взаимодействия. Например, относительная частота образования электронных пар в пластинке и в газе камеры показывает, что этот процесс относится к числу процессов взаимодействия.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Coulier, Journ. Pharm. Chim., Paris, **22**, 165 (1875).
2. Aitken, Collected Papers, Cambridge, 1923, p. 34.
3. Aitken, Collected Papers, Cambridge, 1923, p. 495.
4. Wilson C. T. R., Phil. Trans., **189**, 265 (1897).
5. Wilson C. T. R., Phil. Trans., **192**, 403 (1899).
6. Thomson, Applications of Dynamics to Physics and Chemistry, London, 1888.
7. Frenkel, Kinetic Theory of Liquids, Oxford, 1946.
8. Tohmfer, Volmer, Ann. d. Phys., **33**, 109 (1938).
9. Glosios, Ann. d. Phys., **34**, 446 (1939).
10. Scharrer, Ann. d. Phys., **35**, 619 (1939).
11. Volmer, Weber, Zs. phys. Chem., **119**, 277 (1926).
12. Farkas, Zs. phys. Chem., **125**, 236 (1927).
13. Volmer, Flood, Zs. phys. Chem., **170**, 273 (1934).
14. Becker, Döring, Ann. d. Phys., **24**, 719 (1935).
15. Flood, Zs. phys. Chem., **170**, 286 (1934).
16. Beck, Rev. Sci. Instr., **12**, 602 (1941).
17. Hazen, Rev. Sci. Instr., **13**, 247 (1942).
18. Barrett, Germain, Rev. Sci. Instr., **18**, 84 (1947).
19. Bohr, Phil. Mag., **25**, 10 (1913).
20. Bohr, Phil. Mag., **30**, 581 (1915).
21. Bethe, Ann. d. Phys., **5**, 325 (1930).
22. Bloch, Ann. d. Phys., **16**, 285 (1933).
23. Wilson R. R., Phys. Rev., **60**, 749 (1941).
24. Halpern, Hall, Phys. Rev., **73**, 477 (1948).
25. Williams, Proc. Roy. Soc., **A130**, 328 (1931).
26. Wilson C. T. R., Proc. Roy. Soc., **A104**, 1, 192 (1923).
27. Williams, Terroux, Proc. Roy. Soc., **A126**, 289 (1930).
28. Skromstad, Loughbridge, Phys. Rev., **50**, 677 (1936).
29. Kunze, Zs. f. Phys., **83**, 1 (1933).
30. Hazen, Phys. Rev., **63**, 107 (1943).
31. Brode, Rev. Mod. Phys., **11**, 222 (1939).
32. Corson, Brode, Phys. Rev., **53**, 773 (1938).
33. Locher, Franklin Inst., **224**, 555 (1937).
34. Sen Gupta, Proc. Nat. inst. Sci. Ind., **9**, 295 (1943).

35. Hazen, Phys. Rev., **65**, 259 (1944).
36. Fermi, Phys. Rev., **57**, 485 (1940).
37. Halpern, Hall, Phys. Rev., **57**, 459 (1940).
38. Черенков П. А., ДАН СССР, **14**, 103 (1937).
39. Cwilong, Proc. Roy. Soc., **A190**, 137 (1947).
40. Powell, Proc. Roy. Soc., **A119**, 553 (1928).
41. Joliot, Journ. Phys. Radium, **5**, 216 (1934).
42. Wilson C. T. R., Proc. Roy. Soc., **A87**, 277 (1912).
43. Wilson C. T. R., Proc. Roy. Soc., **A142**, 88 (1933).
44. Herzog, Journ. Sci. Instr., **12**, 153 (1935).
45. Williams, Proc. Camb. Phil. Soc., **35**, 512 (1939).
46. Bearden, Rev. Sci. Instr., **6**, 256 (1935).
47. Frisch, Naturwiss., **23**, 166 (1935).
48. Meyer Leibnitz, Zs. f. Phys., **112**, 569 (1939).
49. Milatz, van Heerden, Physica, **13**, 21 (1947).
50. Van Heerden, Diss. Utrecht, 1945.
51. Endt, Physica, **14**, 97 (1948).
52. Langsdorf, Rev. Sci. Instr., **10**, 91 (1939).
53. Mie, Ann. d. Phys., **25**, 377 (1908).
54. Rayleigh, Proc. Roy. Soc., **A84**, 25 (1910).
55. Webb, Phil. Mag., **19**, 927 (1935).
56. Wilson C. T. R., Wilson J. G., Proc. Roy. Soc., **A148**, 523 (1935).
57. Adams, Anderson, Lloyd, Rau, Saxena, Rev. Mod. Phys., **20**, 334 (1948).
58. Blackett, Occhialini, Proc. Roy. Soc., **A139**, 699 (1933).
59. Blackett, Proc. Roy. Soc., **A146**, 281 (1934).
60. Janossy, Broadbent, Proc. Roy. Soc., **A192**, 364 (1948).
61. Cocconi, Loverdo, Tongiorgi, Phys. Rev., **70**, 846 (1946).
62. Auger, Daudin, Journ. Phys. Radium, **6**, 302 (1945).
63. Chaudhuri, Nature, **161**, 680 (1948).
64. Williams, Proc. Roy. Soc., **A169**, 531, (1939).
65. Williams, Phys. Rev., **58**, 292 (1940).
66. Bethe, Phys. Rev., **70**, 821 (1946).
67. Blackett, Wilson J. G., Proc. Roy. Soc., **A160**, 304 (1937).
68. Rochester, Butler, Nature, **160**, 855 (1947).
69. Wilson J. G., Proc. Roy. Soc., **A166**, 482 (1938).
70. Blackett, Proc. Roy. Soc., **A159**, 1 (1937).
71. Anderson, Phys. Rev., **43**, 491 (1933).
72. Shimizu, Proc. Roy. Soc. **A93**, 425 (1921).
73. Blackett, Proc. Roy. Soc., **A102**, 294 (1922).
74. Blackett, Proc. Roy. Soc., **A103**, 62 (1923).
75. Blackett, Proc. Roy. Soc., **A107**, 349 (1925).

76. Blackett, Wilson, Proc. Roy. Soc., **A165**, 290 (1938).
77. Blackett, Proc. Roy. Soc., **A154**, 564 (1936).
78. Jones, Hughes, Rev. Sci. Instr., **11**, 79 (1940).
79. Dee, Gilbert, Proc. Roy. Soc., **A149**, 200 (1935).
80. Dee, Proc. Roy. Soc., **A136**, 727 (1932).
81. Neddermeyer, Anderson, Phys. Rev., **51**, 884 (1937).
82. Daudin, Ann. d. Phys., **18**, 145, 217 (1943).
83. Daudin, Journ. Phys. Radium, **8**, 301 (1947).
84. Kunze, Zs. f. Phys., **80**, 559 (1933).
85. Williams, Proc. Roy. Soc., **A172**, 194 (1939).
86. Rochester, Butler, Runcorn, Nature, **159**, 227 (1947).
87. Wilson J. G., Proc. Roy. Soc.; **A172**, 517 (1939).
88. Gorodetsky, Thesis, Paris, 1942.
89. Leprince-Ringuet, Lhéritier, Journ. Phys. Rad., **7**, 65 (1946).
90. Wilson J. G., Proc. Roy. Soc., **A174**, 73 (1940).
91. Code, Phys. Rev., **59**, 229 (1941).
92. Janossy, Cosmic Rays, Oxford, 1948.
- 93*. Векслер В., Грошев Л., Добротин Н., Экспериментальные методы ядерной физики, М., 1940, гл. V.
- 94*. Дас Гупта Н., Гош С., Камера Вильсона и ее применения в физике, М., 1947.
- 95*. Скобельцин Д., Zs. f. Phys., **43**, 354 (1927).

* Добавлено редактором перевода. — Прим. ред.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Из предисловия автора	3
Глава I. Конденсация пара и рост капель	5
§ 1. Центры конденсации	5
§ 2. Равновесие заряженных капель	8
§ 3. Рост капель на заряженных центрах	10
§ 4. Конденсация на незаряженных центрах	11
§ 5. Конденсация смеси паров	14
§ 6. Граница образования фона. Влияние загрязнений	16
§ 7. Неиспарившиеся капли	19
§ 8. Скорость роста капель	20
Глава II. Ионизация	24
§ 1. Введение	24
§ 2. Потери энергии при ионизирующих столкновениях	25
§ 3. Ширина колонки ионов	28
§ 4. Измерения ионизации	29
§ 5. Средняя ионизация	30
§ 6. Эффект поляризации при больших импульсах	34
§ 7. Обобщение теории Ферми	37
Глава III. Получение и длительность пересыщения	38
§ 1. Особенности процесса расширения в камерах поршневого типа	38
§ 2. Скорость расширения	41
§ 3. Зависимость критического пересыщения от температуры	42
§ 4. Способы расширения и регулировки	43
§ 5. Особенности расширения в камерах первого и второго типа	45
§ 6. Применение сеток	46
§ 7. Длительность пересыщения	47
§ 8. Камеры с непрерывной чувствительностью	56
Глава IV. Работа с камерой Вильсона и фотографирование	60
Основные принципы работы	60
§ 1. Конструкция и материалы	60
§ 2. Очистка как средство предотвращения появления фона	61
§ 3. Стабильность температуры	64
§ 4. Автоматические механизмы	65
Оптика и фотографирование капель тумана	65
§ 5. Природа объекта	65
§ 6. Рассеяние света на каплях	66
§ 7. Фотографическое изображение отдельной капли	69
§ 8. Глубина фокуса	70

Глава V. Управление при помощи счетчиков	76
§ 1. Преимущества управления при помощи счетчиков	76
§ 2. Технические задачи управления	78
§ 3. Разрешающее время камеры Вильсона	81
§ 4. Частота срабатывания камеры, управляемой счетчиками	83
§ 5. Камера, управляемая счетчиками, как элемент более сложного устройства	86
§ 6. Управление при помощи счетчиков при работе на больших высотах	87
Глава VI. Методы точных измерений	90
Измерение импульса	90
§ 1. Введение	90
§ 2. Рассеяние	91
§ 3. Оценка рассеяния по Вильямсу	92
§ 4. Оценка рассеяния по Бете	94
§ 5. Искажения изображения следа	97
§ 6. Движение газа в камере	98
§ 7. Искажения, вносимые оптической системой	103
§ 8. Учет искажений камеры	104
§ 9. Уточнение поправок для следов, сфотографированных в магнитном поле	107
§ 10. Максимальный измеряемый импульс	108
§ 11. Относительная роль рассеяния и искажений, вносимых камерой	109
§ 12. Измерение кривизны изображения следа на фотографии	112
§ 13. Координатное представление следа	115
§ 14. Оптическая компенсация кривизны следа	117
Измерение углов	122
§ 15. Основные особенности измерения углов	122
§ 16. Фотографирование под прямым углом	123
§ 17. Отклонение следов космических частиц в пластинках	127
§ 18. Методы измерения отклонений	129
§ 19. Источники магнитного поля	131
Глава VII. Интерпретация фотографий, полученных при помощи камеры Вильсона	134
§ 1. Введение	134
§ 2. Что можно наблюдать на фотографиях, полученных при помощи камеры Вильсона	134
§ 3. Требования, предъявляемые к качеству фотографий, используемых для интерпретации	137
§ 4. Импульс и ионизация	139
§ 5. Условия для одновременного измерения импульса и ионизации	140
§ 6. Использование для целей интерпретации других свойств частиц	141
Литература	147

Редактор *Н. Л. ТЕЛЕСНИН*
Художник *Л. Г. Ларский*
Технический редактор *Е. С. Герасимова*
Корректор *К. И. Иванова*

*

Сдано в производство 23/X 1953 г.
Подписано в печать 30/XII 1953 г.
Т09094. Бумага $84 \times 108^{1/2}$ = 2,4 бум. л.
7,9 печ. л.
Уч.-издат. л. 8,1. Изд. № 2/1811
Цена 7 р. 15 к. Заказ 805

*

20-я типография «Союзполиграфпрома»
Главиздата
Министерства культуры СССР
Москва, Ново-Алексеевская, 52.