

ПРОХОЖДЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ЧЕРЕЗ МАТЕРИЮ ¹⁾*Е. Дж. Вильямс, Манчестер*

С момента открытия α - и β -частиц вопросы, связанные с их проникновением в материю, ионизация, которую они производят и излучение, которое при этом возникает, подвергались серьезному изучению. Для понимания этих процессов необходимо знать структуру и законы движения частиц материи, с которыми сталкиваются α - или β -частицы, а также законы этих столкновений. Первоначально принималось, что столкновения происходят по законам классической механики, и основной целью было получить из вызванных столкновениями наблюдаемых эффектов сведения о строении атома. Этот период закончился установлением Резерфордской модели атома. С тех пор проблема прохождения заряженных частиц через материю стала проблемой атомной механики, и с этой точки зрения мы постараемся осветить пути развития и современное состояние этой проблемы.

Рассмотрим сперва столкновения, при которых скорость налетающих частиц мала по сравнению со скоростью света. В этом случае проблема не требует учета принципа относительности, и в этой области мы смело можем пользоваться основами квантовой механики.

1. Нерелятивистская область

Рассмотрим сперва границы применимости классической механики и обратимся для этой цели к принципу неопределенности ²⁾. Этот принцип устанавливает границы, в пределах которых движение частицы может быть описано при помощи понятий пространства и времени. Например, для того чтобы можно было определить количество движения частицы с точностью Δp , мы должны координату частицы задать с точностью не большей чем $\frac{\hbar}{\Delta p}$, где $\hbar$ — постоян-

¹⁾ Science Progress № 121, July 1936. Перевод Ю. Б. Румера.

²⁾ Я пользуюсь случаем выразить проф. Н. Бору благодарность за дискуссию по вопросам теории столкновений во время моего последнего пребывания в его институте.

ная Планка, деленная на 2π . Бесконечно точное определение всех величин, входящих в классические расчеты, оказывается невозможным. Мы должны, следовательно, примириться с некоторой „размытостью“ классической картины, и применимость классической механики определяется величиной этой размытости. Если она невелика, классическое рассмотрение допустимо и представляет достаточно хорошее приближение к точной квантовой теории. С другой стороны, „размытость“ может полностью разрушить классическую картину, и в этом случае классическое рассмотрение неприменимо и лишено всякого смысла.

Приложим эти соображения к центральной проблеме соударений — столкновению двух свободных заряженных частиц. Пусть одна из них (B) находится первоначально в покое, а другая (A) движется со скоростью v . Соответствующие заряды обозначим через Ze и ze . При столкновениях параметр удара ρ , т. е. наименьшее расстояние между невозмущенными путями частиц A и B , может иметь в среднем все значения; для классического расчета мы сначала рассмотрим соударение с заданным определенным значением параметра удара, а затем проинтегрируем по всем значениям параметра. Мы можем, сохраняя классические представления, примириться с небольшой неточностью $\Delta\rho$ в величинах параметра, при условии, конечно, что классические эффекты не слишком заметно зависят от вариации параметра удара. Это, очевидно, требует, чтобы $\Delta\rho \ll \rho$. Но это значит, что количество движения частицы будет определено лишь с точностью порядка $\Delta p \sim \frac{\hbar}{\Delta\rho} \gg \frac{\hbar}{\rho}$. Рассмотрим теперь величину, на которую отклонится частица A под влиянием частицы B (рассеяние). Это отклонение ¹⁾ произойдет практически лишь за то время, в течение которого частица A будет на расстоянии порядка ρ от частицы B . Время взаимодействия обеих частиц, которое мы можем назвать временем соударения, будет, следовательно, порядка ρ/v . Сила, действующая на частицу A в течение этого времени, будет порядка $\frac{Zze^2}{\rho^2}$, и следовательно, приобретенное количество движения, определяющее величину отклонения, порядка $\frac{Zze^2}{\rho^2} \cdot \frac{\rho}{v} = \frac{Zze^2}{\rho v}$. Вышеизложенные соображения показывают, что для применимости классических представлений необходимо, чтобы ожидаемый эффект был бы, ввиду конечности кванта действия, лишь незначительно „размыт“, т. е.

$$\frac{\hbar}{\rho} \ll \frac{Zze^2}{\rho v}$$

или

$$\frac{Zze^2}{\hbar v} = \frac{Zz}{\beta} \frac{e^2}{\hbar c} \sim \frac{Zz}{137\beta} = \gamma \ll 1, \quad (1)$$

¹⁾ Это отклонение считаем для простоты малым,

где через β обозначено $\frac{v}{c}$, где c — скорость света и 137 числовое значение величины $\frac{hc}{e^2}$. При рассеянии α -частиц ($\beta \sim 0,05$, $z=2$) тяжелыми ядрами ($Z \sim 80$) имеем $\gamma \sim 30$. То обстоятельство, что эта величина намного превосходит единицу, обуславливает, что рассмотрение этого рассеяния при помощи классической механики, как это и было сделано Резерфордом, вполне оправдано и что классические формулы отвечают требованиям квантовой механики и совпадение с опытом вполне удовлетворительно.

Рассмотрим теперь столкновение двух электронов или электрона с протоном. Имеем $z=Z=1$. Пусть рассеиваемая частица электрон с энергией в 20 000 eV, как это имеет место во многих опытах. Соответствующее значение β порядка 0,25 и, следовательно, $\gamma \sim 0,03$. Эта величина гораздо меньше единицы, и классический расчет не представляет никакого приближения к квантово-механическому. Он тем более неприменим для более быстрых электронов. Представление о классических траекториях в этом случае лишено всякого смысла.

Рассеиваемая частица A , с произвольным параметром удара ρ , но определенной скоростью, описывается в квантовой механике плоской волной де-Броглия. Поле частицы B рассеивает эту волну совершенно так же, как область с переменным показателем преломления рассеивает световые волны. Этот метод рассмотрения столкновений принадлежит Борну. Классические методы применимы при условии $\gamma \gg 1$, потому что в этом случае рассеивающее поле настолько сильно, что падающая волна может быть разделена на маленькие волновые пакеты, преломление которых вдоль классической траектории во много раз превосходит дифракцию, обусловленную их конечными размерами. В случае если $\gamma \ll 1$, дело обстоит иначе, и волновые пакеты смешиваются благодаря заметной дифракции. При этом фазовые соотношения приобретают решающее значение, и поэтому становится необходимым сохранять описание при помощи бесконечной волны. В этом случае рассеяние обусловлено, главным образом, интерференцией вторичных волн, приходящих из различных отдаленных друг от друга частей силового поля. Проблема имеет по существу волновой характер, и совпадение окончательного результата с классической формулой Резерфорда является лишь случайным.

Мы переходим теперь к вопросу, имеющему исключительное принципиальное значение. Дело в том, что формальное совпадение результатов волновой и классической механики остается верным лишь в том случае, если обе частицы являются различными и если они обе свободны. Если же обе частицы одинаковы или одна из них связана, как например электрон в атоме, то классическая и квантовая механика приводит к результатам, в той или другой степени отличающимся друг от друга. Благодаря этим отличиям удалось показать экспериментально, что при условии $\gamma \ll 1$ клас-

сические методы неприменимы, в то время как квантово-механические расчеты ведут к правильным результатам.

Рассмотрим случай двух одинаковых частиц, например двух электронов, один из которых находится в покое перед соударением. Как можем мы различить после столкновения, который из них был в покое и который двигался? Это возможно лишь наблюдая все время за процессом соударения, сохраняя в поле зрения один из электронов. Но такое наблюдение, безусловно, произвело бы возмущение в движении электрона. В случае $\gamma \ll 1$ это возмущение превосходит по величине эффект их взаимодействия, и поэтому единственный путь для определения после столкновения того, который из электронов первоначально покоился, оказывается непригодным. Основное положение квантовой механики требует, чтобы о явлении не высказывалось больше, чем то, что могло бы быть в случае необходимости принципиально подтверждено опытом. В соответствии с этим волновая функция, описывающая в случае $\gamma \ll 1$ оба сталкивающихся электрона, не должна включать в себя различия их друг от друга. Волновая функция — симметричная или антисимметричная в координатах обоих электронов — удовлетворяет этому условию. Между тем волновая функция, соответствующая формуле рассеяния Резерфорда, этому условию не удовлетворяет, поскольку она несимметрична. Статистика связанных электронов указывает, что в случае двух электронов мы должны воспользоваться антисимметричной волновой функцией. На это впервые указал Оппенгеймер¹ и эти соображения были в дальнейшем развиты Моттом². Мотт показал, что этот эффект, обычно называемый обменным, например вдвое снижает вероятность рассеяния на угол в 45° , получаемую без учета этого эффекта. В случае α -частиц мы должны пользоваться симметричной функцией, и Мотт показал, что в этом случае вероятность рассеяния на угол в 45° , наоборот, увеличивается в два раза по сравнению с тем, что дает классическая формула. Изучение столкновения двух одинаковых частиц дает, таким образом, возможность экспериментальной проверки неприменимости в случае $\gamma \ll 1$ классических методов.

В обоих случаях была произведена экспериментальная проверка. Для двух электронов необходимый материал был получен из наблюдений за образованием вилок у трэков в камере Вильсона³. Вилки получаются в случае столкновения налетающего электрона с атомным электроном, который можно в этом случае рассматривать как свободный. Один из трэков вилки дает путь налетающего электрона, другой — атомного электрона. Опыт показывает, что число вилок (данной энергии) значительно меньше, чем этого требует классическая теория, и находится в удовлетворительном согласии с квантово-механической оценкой Мотта. Столкновение α -частиц изучалось при наблюдении рассеяния α -частиц в гелии^{4,5}. В этом случае наблюдаемое рассеяние под большими углами значительно больше, чем дает классическая формула, и также хорошо согласуется с величиной, даваемой квантовой механикой. Эти опыты ясно показывают неприменимость классической механики в случае $\gamma \ll 1$.

Рассмотрим теперь другой эффект, о котором мы уже упоминали, при наличии которого в случае $\gamma \ll 1$ классическая и квантовая механика дают различные результаты, эффект, возникающий в случае соударения β - или α -частиц со связанными атомными электронами. Это основная проблема торможения частиц в материи, поскольку в подобных столкновениях заряженная частица теряет большую часть своей энергии и, в конце концов, затормаживается. До появления квантовой механики классический метод рассмотрения, предложенный Бором⁶, был единственным методом для изучения этих процессов, поскольку старая квантовая механика не давала никаких указаний как учесть конечность кванта действия в случае неперiodических движений.

Хотя Бор и пользовался представлениями классической механики, его интерпретация влияния сил связи имеет совершенно общий характер. Как и в теории дисперсии света, электрон в атоме рассматривается как совершающий гармонические колебания с периодом T и частотой ν . Совершенно аналогично тому, как в теории дисперсии электрон можно рассматривать как свободный, если частота света значительно больше чем ν , так и в теории столкновений электрон можно рассматривать как свободный, если время удара $\tau = \frac{\rho}{v}$ мало по сравнению с периодом электрона T . Если же параметр удара ρ так велик, что время удара τ значительно больше, чем собственный период электрона (условие адиабатичности), то силы связи сводят потерю энергии к малой доле той энергии, которая передается свободному электрону, и такими столкновениями можно при расчете потерь энергии пренебречь. Потеря энергии электроном происходит, главным образом, при „свободных“ столкновениях, для которых

$$\rho < \rho' \sim \frac{v}{\gamma}, \quad (2)$$

причем ρ' в свою очередь должно быть велико по сравнению с размерами невозмущенной орбиты электрона в атоме. Поскольку размер последней будет порядка $\frac{u}{v}$, где через u обозначена орбитальная скорость электрона, это ограничение для ρ' может быть записано в виде

$$v \gg u. \quad (3)$$

Этому условию удовлетворяют в общем случае β -частицы, а также и α -частицы в случае, если ограничиться столкновениями с не слишком тяжелыми атомами. Условие (3) обеспечивает, что в случае $\rho \gg \rho'$ энергия возмущения одинакова во всем пространстве, занимаемом атомом, и мала по сравнению с энергией связи частиц в атоме.

Важно заметить, что в случае $\gamma \ll 1$ квантовый расчет дает меньшее значение для потери энергии, чем соответствующий классический. Классическое выражение для потери энергии на 1 см

пути при соударениях с параметром удара $\rho < \rho'$ дается хорошо известной формулой Бора

$$\frac{dT}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4 n}{mv^3} \lg \frac{1,123 mv^3}{4\pi e^2 v}, \quad (4)$$

где аргумент под знаком логарифма приближенно равен $\frac{\rho'}{\rho''}$ (ρ'' обозначает то расстояние между частицами, при котором перенос энергии по порядку величин равен mv^2)¹⁾. В этой формуле n обозначает число атомных электронов в единице объема и v их собственную частоту (или, точнее, геометрическое среднее собственных частот, поскольку каждый электрон в атоме имеет целое множество частот). Квантово-механическая формула для потери энергии на 1 см пути имеет вид:

$$\frac{dT}{dx} = \frac{4\pi z e^4 n}{mv^2} \lg \frac{gmv^2}{\hbar v}, \quad (5)$$

где аргумент под знаком логарифма приближенно равен $\frac{\rho' \hbar}{mv}$. Эта формула получена впервые Бете⁷, пользовавшимся методом Борна. Численное значение множителя g для α -частиц равно 2 и для электронов $\sqrt{\frac{e}{8}}$ (e — основание неперовых логарифмов).

Сравнение обеих формул с опытом дано в табл. 1 для α - и β -частиц, движущихся в водороде⁸, что наиболее удобно для сравнения, поскольку вычисления для водорода свободны от погрешностей, простирающихся от пренебрежений.

ТАБЛИЦА 1

Частицы	Скорость $\left(\frac{см}{сек}\right)$	Длина пробега			γ
		наблю- даемая	теоретическая		
			классиче- ская теория	кванто- вая теория	
Электрон	$4,0 \cdot 10^9$	0,37	0,22	0,34	0,05
"	$5,1 \cdot 10^9$	0,76	0,49	0,77	
α -частица	$(2,54 \rightarrow 1,082) \cdot 10^9$	35,1	30,00	35,2	0,3

1) Мы подставили для $\frac{\rho'}{\rho''}$ его точное значение, полученное Бором. Конечно, не существует резкого перехода при $\rho' = \rho''$ между свободными и адиабатическими столкновениями, но ρ' имеет точное эффективное значение, равное $\frac{1,123 v}{2\pi v}$. Точное значение для ρ'' равно $\left(\frac{ze^2}{mv^2}\right) \left(1 + \frac{m}{M}\right)$, где m — масса электрона, M — масса налетающей частицы. Для электронов и α -частиц $\rho'' = \frac{2e^2}{mv^2}$, и это значение использовано в формуле (4).

Заметим, что хотя в случае α -частиц и нет большого расхождения между обоими теоретическими значениями, но даже в этом случае результаты опыта говорят в пользу квантово-механического расчета. Что касается электронов, то для них наблюдаемые пробеги на 50% больше, чем вычисленные по классической формуле. Как раз наблюдения за прохождением электронов в водороде, проведенные с помощью камеры Вильсона 15 лет спустя после вывода классической формулы, впервые ясно показали пределы применимости классической теории для потери энергии при соударении. Мы видим опять, что квантово-механический расчет находится в прекрасном согласии с опытом, поскольку разница в несколько процентов всецело может быть отнесена к погрешностям наблюдения. Для того чтобы рассмотреть, что происходит с атомным электроном при далеких столкновениях, когда электрон или α -частицы проходят вне атома, мы можем воспользоваться представлением о параметре удара и в том случае, если даже $\gamma \ll 1$. Средняя потеря энергии при далеких столкновениях, вычисленная по методам квантовой механики, совпадает со средней потерей энергии $Q_{\text{кл}}$, вычисленной классически^{9,10}. Правда, при условии $\gamma \ll 1$ $Q_{\text{кл}}$ намного меньше, чем потенциал ионизации атома, и поскольку потери при отдаленных столкновениях представляют примерно половину энергетических потерь, даваемых формулой (5), чисто классическое рассмотрение не дает совсем никакой ионизации. С другой стороны, по квантовой механике все потери энергии происходят за счет возбуждения и ионизации. Поэтому оба метода — классический и квантовый, при вычислении числа образовавшихся ионов дают сильно различающиеся результаты, хотя величины средних потерь энергии и совпадают. Число образовавшихся ионов на 1 см пути согласно квантовой теории значительно больше, чем это следует из чисто классической теории.

Для быстрых электронов частота образования ионов настолько мала, что капельки, которые они образуют в камере Вильсона, можно непосредственно сосчитать. Этим путем можно проверить высказывания теории о потерях при различных соударениях. Для движущихся в водороде электронов, имеющих скорость $1,5 \cdot 10^{10}$ см/сек, наблюдения дают 15 ионов/см¹¹. Теоретическое значение согласно классической теории (формула Томсона) равно 3,5 ионов/см. Квантовая теория (формула Бете⁷) дает значение 13 ионов/см, хорошо согласующееся с наблюдаемым числом. Эти наблюдения показывают, что распределение, как и абсолютное значение потерь энергии, вычисляемые по квантовой теории, находятся в хорошем согласии с опытом.

Следует заметить, что для возможности количественной проверки теории существенно необходимо, чтобы скорость проникающей частицы была больше скорости атомного электрона. Случай, когда скорость частицы меньше, чем скорость атомного электрона, также подвергался серьезному изучению, выявившему другие „волновые“ черты рассматриваемого явления. Однако мы не будем касаться этой области в нашем обзоре и перейдем к рассмотрению столкно-

вения частиц, двигающихся с такой большой скоростью, что становится необходимым учитывать релятивистские эффекты.

2. Релятивистская область

В проблемах столкновений часто бывает удобно рассматривать одну из частиц как „возмущающую“ частицу, а другую как „возмущаемую“. Если такое различие возможно, учет релятивистских эффектов часто упрощается. Существенное условие, при котором такое рассмотрение возможно, состоит в том, чтобы реакция на возмущающую частицу была мала. Мы рассмотрим два случая столкновения такого рода, встречающиеся при исследовании быстрых электронов в космических лучах. Это — случай образования ионов (первичная ионизация) и случай излучения при ядерных столкновениях. В случае ионизации возмущаемой частицей является электрон ионизируемого атома, а возмущающей частицей — быстрый электрон космических лучей. Условие для такого различия удовлетворено, поскольку передача энергии при столкновении лишь порядка ионизационного потенциала внешних электронов (10—50 В). Этой величиной можно пренебречь по сравнению с энергией ионизирующего электрона, достигающей для быстрых электронов ($v \sim c$) порядка 10^6 В. Поэтому реакцией на него можно пренебречь и считать, что он движется все время с равномерной скоростью.

Столкновение быстрых электронов с атомами сопровождается излучением, поскольку они испытывают ускорение при прохождении полей ядер. Возмущаемой частицей является в этом случае излучающий электрон, возмущающей частицей — атомное ядро, движение которого вследствие его большой массы при столкновении практически не испытывает изменений. Поэтому в той системе координат, в которой электрон первоначально покоится, можно считать, что ядро за все время столкновения продолжает двигаться с постоянной скоростью.

Рассмотрим теперь явление ионизации несколько подробнее. Ввиду незначительности передачи энергии при ионизационных столкновениях, можно пренебречь, по сравнению со скоростью света, скоростью атомарного электрона как до, так и после столкновения. Поведение атомарного электрона можно в этом случае описывать уравнениями нерелятивистской волновой механики — расчет при этом не отличается от расчета ионизации медленными электронами. Принцип относительности учитывается лишь при вычислениях возмущающего поля быстрого электрона. Его движение мы можем рассматривать как равномерное и прямолинейное за все время столкновения. Релятивистским эффектом при этом будет обычное лоренцовское сокращение движущейся системы. Это сокращение означает, что время удара для заданного параметра ρ сократится в $\xi = (1 - \beta^2)^{\frac{1}{2}}$ раз. Параметр удара ρ' [уравнение (2), см. также уравнение (4)], для которого время удара по порядку величины равно собственному периоду атомарного электрона, уве-

личится, следовательно, в ξ раз. Это увеличивает потери энергии и ионизацию, и релятивистскую формулу для величины первичной ионизации можно просто получить, прибавив эффект этого увеличения параметра ρ' к нерелятивистскому выражению. Мы получаем

$$I = G \frac{2\pi e^4 n}{mv^2 j} \left[\lg \frac{gmc^2}{j} + \lg \frac{v^2}{c^2} + \lg \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right)^{-1} - \frac{v^2}{c^2} \right] \quad (6)$$

(j — ионизационный потенциал. Для водородного атома, $G = 0,28$, $g = 42$). Релятивистская поправка стоит во второй части выражения в квадратных скобках. Выражение

в квадратных скобках растет с увеличением скорости v .

При $\frac{v}{c} \sim 0,97$ это увеличение начинает компенсироваться членом, содержащим v^{-2} , и все выражение имеет минимум (рис. 1).

Имеются наблюдения, проведенные при помощи камеры Вильсона над ионизационной способностью быстрых β -электронов различных радиоактивных субстанций¹¹ $\left(\frac{v}{c} \sim 0,96 \right)$.

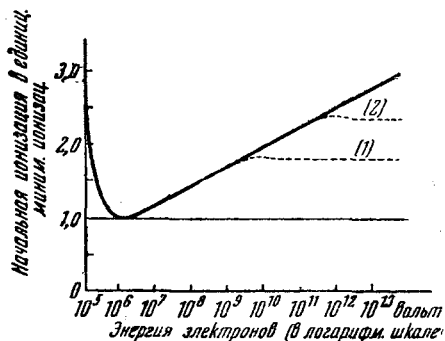


Рис. 1.

Результаты наблюдений совпадают в общем с формулой (6) и указывают на необходимость учитывать релятивистский член. Энергии быстрых β -лучей радиоактивных элементов, однако, недостаточно, чтобы можно было заменить повышение ионизационной способности после перехода минимума. Открытие Скобельцына¹², обнаружившего в космических лучах электроны гораздо большей энергии, чем в β -лучах при радиоактивном распаде, должно было бы, однако дать возможность это повышение заметить. Исследования Андерсона¹⁴, Кунце¹⁵ и Блеккета и Брода¹³ показали, что в космических лучах встречаются электроны с энергией не меньшей, чем 10^9 В, а, возможно, даже доходящей до 10^{10} В. Ионизационная способность таких электронов выше минимума, получаемого из теоретической формулы (6). Однако наблюдения, которые до сих пор были сделаны, не обнаруживают за минимумом увеличения ионизации. Прежде чем мы перейдем к следствиям, вытекающим из этого несогласия опыта с теорией (точных экспериментальных исследований мы пока не имеем), рассмотрим состояние вопроса об излучении в релятивистской области (тормозное излучение).

Нас интересует излучение электрона, обладающего первоначально скоростью v , обусловленное ускорением электрона при столкновении с атомным ядром. Перейдем к системе отсчета S' , в которой электрон первоначально покоится. В этой системе атомное ядро

движется со скоростью v и возмущающее поле того же типа, как и в проблеме ионизации. Излучение электрона под действием этого поля можно сравнить с излучением электрона, возбуждаемым проходящей световой волной (рассеяние). В самом деле, излучение в системе отсчета S' может быть рассчитано, если мы разложим поле ядра на гармонические компоненты и применим для каждой компоненты релятивистскую формулу рассеяния, полученную Клейном и Нишиной^{16, 17}. Простая трансформация Лоренца дает нам выражение для излучения в исходной системе отсчета, в которой ядро покоится. Для электронов очень большой энергии окончательная формула для потери энергии при излучении (учитывая экранирование ядра атомными электронами) имеет вид:

$$\left(\frac{dT}{dx}\right)_{\text{изл}} = \frac{8\pi e^6 Z^2 n_z}{\hbar m c^3} \lg \frac{g \hbar c}{e^2 Z^3}; \quad g \sim 1. \quad (7)$$

Эта формула была получена впервые Бете и Гейтлером¹⁸, рассматривавшими излучение электрона при переходе из одного стационарного состояния в другое. Оказалось, что в этой области энергии потеря энергии при излучении превосходит потерю энергии, вызванную обычными столкновениями с атомными электронами, обстоятельство на которое впервые обратил внимание Гейтлер¹⁹. Для электронов с энергией, не превосходящей миллиона вольт, положение обратное, на что указывает сравнительно небольшой коэффициент полезного действия рентгеновских трубок. В них самая небольшая доля энергии падающих электронов обнаруживается в виде рентгеновских лучей, даже если антикатод состоит из тяжелых элементов.

Андерсону²¹ удалось на опыте с космическими лучами определить фактические потери энергии у быстрых электронов. Эти опыты ясно показывают, что кроме ионизации действует еще какой-то механизм, обуславливающий энергетические потери. Не приходится сомневаться, что это тормозное излучение. На это указывает и значительная флуктуация наблюдаемых потерь энергии вокруг средних потерь.

Однако количественное сопоставление результатов опыта не находится в согласии с теорией. Опыты Андерсона указывают, что для электронов энергии порядка $1-2 \cdot 10^8 \text{ В}$ коэффициент в теоретической формуле для излучения раза в два больше чем следует. Несогласие опыта с теорией при больших энергиях еще более резко выражено. При энергиях порядка 10^9 В теория предсказывает столь интенсивное излучение, что должны были бы обнаружиться значительные эффекты. Однако полное отсутствие таковых указывает, что интенсивность фактического излучения составляет лишь 10% ожидаемой по теории интенсивности.

Посмотрим теперь, какие вытекают следствия из этих опытов. С самого начала ясно, что несогласие между опытом и теорией настолько значительно, что не может быть обусловлено каким-ни-

будь пренебрежением или приближением в математических формулировках. В обоих случаях, которые мы разобрали, вычисления были основаны ^{16a}:

а) На релятивистском выражении для электромагнитного поля частицы, движущейся равномерно и прямолинейно (на большом расстоянии от частицы по сравнению с ее классическим радиусом);

б) На выражение Лоренца $\mathbf{F} = (\mathbf{E} + [\mathbf{H} \cdot \mathbf{v}]) e$ для поперечной силы, действующей на электрон в заданном поле;

с) На квантовой механике электрона.

Нет оснований сомневаться в пункте (а). Это положение непосредственно вытекает из закона Кулона для неподвижной заряженной частицы и трансформации Лоренца. Ошибка должна, следовательно, лежать в пунктах (б) и (с). Более подробное исследование показывает, что, разлагая электромагнитное поле в ряде Фурье, мы можем на основании пунктов (б) и (с) трактовать все коэффициенты Фурье независимо друг от друга, что непосредственно вытекает из линейного выражения для силы Лоренца. Прежде чем рассмотреть причины, в силу которых выражение Лоренца перестает быть применимым, заметим, что (в противоположность тому, что часто высказывалось) неприменимость теоретических формул для электронов большой энергии совершенно не связана с тем обстоятельством, что для них длина волны де-Броглия $\lambda \sim h/mc\zeta$ равна (или меньше по порядку величины) размерам классического радиуса электрона $\sigma \sim e^2/mc^2$. Подробное исследование показывает, что отношение λ/σ для интересующих нас случаев не играет никакой роли. Этот эффект имел бы значение лишь в том случае, если бы возмущенный электрон в системе координат, в которой он первоначально покоился, приобрел бы скорость, соответствующую длине волны де-Броглия порядка σ . В интересующих нас явлениях это, однако, не имеет места.

Два соображения были предложены относительно ограничения применимости выражения для силы Лоренца.

а) Что оно перестает быть применимо, когда поле, действующее на электрон (в системе координат S' , в которой он первоначально покоится), значительно варьирует на протяжении порядка классического радиуса σ .

б) Когда напряженность поля в системе S' больше, чем $\frac{e^2}{b^2}$, где $b^2 = \sigma \cdot \hbar/mc^{20}$.

Если допустить, что соударения, при которых эти условия осуществляются, не дают никакого эффекта, то действительно получаются для формулы излучения отклонения, совпадающие в общих чертах с опытом. Однако ни одна из этих гипотез не может объяснить отсутствие подъема у кривой для ионизации (рис. 1), поскольку вышеуказанные условия практически никогда не осуществляются при соударениях, сопровождаемых ионизацией. Итак, поведение быстрых электронов плохо согласуется с существующими теориями.

Дополнение автора (сентябрь 1937 г.)

С тех пор, когда была написана эта статья (май 1936 г.), положение вещей существенно изменилось благодаря предложенной Неддермейером и Андерсоном гипотезе, что не все частицы в космических лучах являются электронами. Еще в 1932 г. автор сделал предположение, что частицы, обладающие энергией свыше 10^9 V, являются протонами. Если вычислить теоретическую величину первичной ионизации для протонов такой энергии, то она оказывается примерно равной минимальной ионизации, производимой электронами, и потому лучше согласуется с опытами. Однако наблюдаемая незначительная величина для потери энергии не может быть согласована с предположением, что частицы являются протонами. В самом деле, хотя потери энергии при излучении значительно

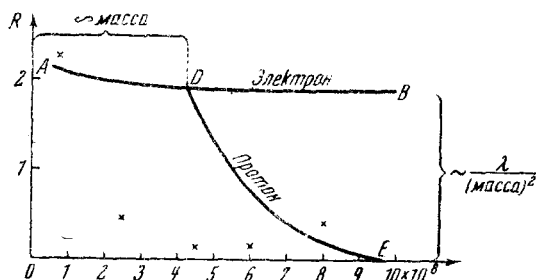


Рис. 2.

меньше у протонов, чем у электронов, но зато потери энергии при ионизации должны были бы быть у протонов значительно больше. Положение вещей изображено на рис. 2. По оси ординат отложена величина

$$R = \frac{(E_1 - E_2)}{\frac{1}{2}(E_1 + E_2) x},$$

где E_1 — первоначальная энергия частицы, E_2 — энергия частицы, прошедшей слой в x сантиметров свинца.

Кривая АВ рис. 2 дает теоретические значения R для электронов, получаемые из теории Гейтлера и Бете. Кривая DE соответствует значению R для протонов ($x = 1$ см в большинстве опытов). Крестиками обозначены экспериментальные значения для R , полученные Блеккетом. Мы видим, что для энергии большей $1 \cdot 10^8$ V экспериментальные точки лежат ниже обеих кривых как для протонов, так и для электронов. Из данных опыта и теории мы можем сделать лишь два предположения: а) что теория перестает быть применимой при энергиях порядка $1 \cdot 10^8$ V и выше, или б) что частицы, наблюдаемые в этих опытах, не являются ни протонами, ни электронами, а частицами совершенно нового рода.

Мы уже выше обсуждали первое предположение. Второе предполо-

жение выдвинуто Неддермейером и Андерсоном (Phys. Rev. Май, 1937 г.). Количество образовавшихся ионов на единицу пути частицы указывает, что заряд их тождественен с зарядом электрона или протона. Чтобы получить согласие с опытом, мы должны, следовательно, приписать новым частицам не иной заряд, а иную массу.

Потери энергии вследствие излучения пропорциональны $\frac{1}{(\text{масса})^2}$. Незначительная потеря энергии новыми частицами может быть объяснена, если им приписать массу в 5 раз большую, чем масса электрона. Тогда отношение фактических средних потерь энергии к потерям энергии, вычисляемым по теоретическим формулам, обусловлено определенными соотношениями между количеством новых частиц и электронов в космических лучах. С другой стороны, расстояние кривой DE для протонов в направлении оси абсцисс пропорционально массе, и соответствующая кривая для частиц с массой меньшего порядка — одной пятой массы протона — также проходила бы вблизи экспериментальных точек. По этим соображениям заключаем, что масса μ новых частиц лежит в области $5 m < \mu < \frac{M}{5}$, где m и M — массы электрона и протона.

Доказательство, которое Неддермайер и Андерсон приводят в пользу существования новых частиц, заключается в следующем. Если начертить график, изображающий число частиц как функцию их потери энергии, то обнаружатся два разных максимума: один в области отсутствия потерь (проникающая группа), другой в области больших потерь, когда частица теряет почти полностью свою кинетическую энергию. Кроме того, они находят, что обе группы различаются в том, что частицы одной группы являются частицами ливней, в то время как частицы проникающей группы являются одиночными частицами.

Новейшие наблюдения Блеккета не подтверждают этих результатов Неддермейера и Андерсона. Для частиц с энергиями от $2 \cdot 10^8$ до $4 \cdot 10^8$ В Блеккет не обнаруживает существования двух резких максимумов и, наоборот, находит, что как ливневые частицы, так и отдельные частицы в одинаковой степени теряют энергию¹⁾. Кроме того, Блеккет находит, что отношение фактических потерь энергии, к потерям, вычисляемым для электронов по теоретической формуле, зависит от материала среды, несколько увеличиваясь в случае легких элементов. Если же принять гипотезу о новых частицах, то отношение должно зависеть лишь от процентного содержания новых частиц и не зависеть от материала среды.

Ввиду этих противоречий мы не в состоянии сейчас решить на основании этих опытов ни в пользу гипотезы новых частиц, ни в пользу гипотезы о неприменимости теории для быстрых частиц.

Однако имеются и другие доводы, которые говорят скорее в пользу гипотезы новых частиц.

¹⁾ В области больших энергий (порядка от $5 \cdot 10^9$ до $10 \cdot 10^9$ В) Блеккет такое различие обнаруживает.

Мы рассмотрим четыре таких довода:

1. Кроме измерения потерь энергии космическими частицами при прохождении свинца, Андерсон в своих более ранних работах измерял также их рассеяние.

Теоретические формулы хорошо согласуются в пределах ошибок опыта с данными Андерсона. В своих последних опытах Блеккет более подробно исследовал рассеяние космических частиц с энергиями в области от 10^6 до $6 \cdot 10^8$ В. Он также обнаруживает хорошее согласие с теорией. Энергетические потери для частиц в этой области энергии достигают 95% от потерь, вычисленных на основании теории. Представляется крайне неправдоподобным, с точки зрения общих теоретических соображений, что теория применима для расчета рассеяния при столкновениях и неприменима к расчетам сопровождающего эти рассеяния излучения. Поэтому применимость теории к процессу рассеяния свидетельствует в пользу гипотезы новых частиц.

2. Каскадная теория ливней, развитая Гейтлером и Баба, Карлсоном и Оппенгеймером и Ландау и Румером, объясняет явление ливней в хорошем согласии с опытными данными. В этой теории приходится иметь дело с электронами энергии большей, чем та, при которой следует начинать считать теорию непригодной, чтобы объяснить результаты опытов Андерсона и Блеккета. Если не считать случайным совпадение каскадной теории ливней с опытом, приходится считать современную теорию применимой к частицам любой энергии, что опять является доводом в пользу новых частиц.

3. В некоторых из своих опытов 1936 г. Андерсон находит два или три случая частиц, испускаемых в процессе расщепления ядра, вызванного космической частицей. Эти частицы сильно ионизируют, но их пробег раза в три больше, чем пробег, вычисляемый по кривизне в магнитном поле, в предположении, что их масса равна массе протона. Пробег и кривизна пути указывают, что масса частиц порядка одной трети массы протона. Наблюдения автора с камерой Вильсона обнаружили два трэка частиц, с слишком большой ионизацией для электрона и слишком малой для протона. Массы этих частиц порядка четверти массы протона.

Эти опыты как будто дают непосредственное доказательство существования новых частиц. Возникает, однако, некоторое подозрение, что искривление трэков обусловлено не магнитным полем, а является случайным следствием воздушных течений в камере.

4. Мы уже указывали, что, в противоречии с теорией, опыты не обнаруживают увеличения ионизации при энергиях больших $2 \cdot 10^6$ В. Для частиц с энергией в области 10^8 — 10^9 В теория дает в предположении, что ионизирующая частица — электрон, величину на 60% большую, чем минимум ионизации при $1,5 \cdot 10^6$ В. С другой стороны, частица с зарядом электрона и массой, равной одной десятой массы протона, имела бы в этой области ионизацию, отличающуюся лишь на 10% от минимума для $1 \cdot 10^6$ — $2 \cdot 10^6$ В у электронов, и, следовательно, давала бы лучшее согласие с опытом.

Доводы в пользу существования новых частиц пока еще не имеют силы доказательства. Блеккет считает, например, что отсутствие, по данным его опытов, новых частиц в области энергии $1,0 \cdot 10^8$ V (поскольку наблюдаемые потери энергии в свинце находятся в согласии с теорией, если допустить, что все частицы — электроны) заставляет думать, что новые частицы превращаются в обычные электроны как только их энергия падает до 10^8 V. Однако пока у нас нет возможности вычислить фактическое число новых частиц в этой области энергии в предположении, что все частицы с энергией выше 10^8 V являются новыми частицами.

Положение вещей довольно неясно, но представляет огромный интерес. Если выяснится, что новые частицы действительно существуют, то предстоит построить теорию для этих частиц, объясняющую их происхождение, поведение и аннигиляцию. Если, наоборот, окажется, что мы имеем дело с электронами большой энергии, поведение которых не согласуется с современной теорией, то это потребует фундаментальных изменений в современной теории электронов.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. R. Oppenheimer, **32**, 361, 1928.
2. N. F. Mott, Proc. Roy. Soc., **A 126**, 259, 1930.
3. E. J. Williams, Proc. Roy. Soc., **A 128**, 459, 1930.
4. J. Chadwick, Proc. Roy. Soc., **A 128**, 114, 1930.
5. P. M. S. Blackett a. F. C. Champion, Proc. Roy. Soc., **A 130**, 380, 1931.
6. N. Bohr, Phil. Mag., **24**, 10, 1913; **30**, 581, 1915.
7. H. Bethe, Ann. d. Phys., **5**, 325, 1930.
8. E. J. Williams, Proc. Roy. Soc., **A 135**, 108, 1932.
9. E. J. Williams, Proc. Roy. Soc., **A 139**, 163, 1933.
10. F. Bloch, Ann. d. Phys., **16**, 285, 1933.
11. E. J. Williams a. F. R. Ferroux, Proc. Roy. Soc., **A 126**, 289, 1930.
12. I. Skobelzyn, Z. Physik., **54**, 686, 1929.
13. P. M. S. Blackett a. R. B. Brode, Proc. Roy. Soc., **A 154**, 573, 1936.
14. C. D. Anderson, Phys. Rev., **44**, 406, 1933.
15. P. Kunze, Z. Physik., **80**, 559, 1933.
16. E. J. Williams, a) Phys. Rev., **45**, 729, 1934; b) Proc. Dan. Acad., **13**, 4, 1935.
17. C. v. Weiszäcker, Z. Physik., **88**, 612, 1934.
18. H. Bothe a. W. Heitler, Proc. Roy. Soc., **A 146**, 83, 1934.
19. W. Heitler, Z. Physik., **84**, 145, 1936.
20. A. Nordheim, Phys. Rev., **49**, 189, 1936.
21. C. D. Anderson, Phys. Rev., **44**, 406, 1933.
22. C. D. Anderson, Proc. Lond. Conf. on Physics, 1934.
23. C. Möller, Ann. d. Phys., **14**, 531, 1932.
24. D. Skobelzyn a. M-me Stepanowa, Nature, **137**, 272, 1936.