

слабым взаимодействиям и могут свободно проходить в веществе астрономические расстояния.

Знание закономерностей прохождения через вещество заряженных частиц и γ -квантов необходимо для понимания действия приборов ядерной физики, применяемых для регистрации и изучения свойств таких частиц, а также для расчета защиты от ядерных излучений при научных исследованиях, в атомной энергетике и при прочих применениях ядерной физики.

§ 80. Прохождение тяжелых заряженных частиц через вещество

1. Тяжелая заряженная частица массы M и высокой энергии взаимодействует с электрическими полями электронов и атомных ядер. Она либо *ионизует*, либо *возбуждает атомы*. Осуществляется также и чисто ядерное взаимодействие частицы с *атомным ядром*. За счет этих процессов энергия частицы уменьшается и ее движение замедляется. Если частица заряжена положительно, то в результате замедления она начинает энергично захватывать электроны, отбирая их от атомов окружающей среды. В результате она превращается в *ион* или *нейтральный атом* и приходит в тепловое равновесие с окружающей средой. Такова же судьба и быстрой отрицательной частицы. Регулярное движение частицы через среду прекращается — ее путь обрывается. Но процессы, происходящие с частицей в самом конце ее пути, здесь не рассматриваются. Не рассматриваются также ядерные превращения, которые может претерпевать движущаяся частица при столкновениях с атомными ядрами среды, так как из-за короткого действия ядерных сил такие превращения осуществляются гораздо реже, чем процессы, вызываемые кулоновскими силами. Заметим только, что для адронов высоких энергий заметную роль играют и ядерные взаимодействия.

В этом параграфе предполагается, что основную роль в замедлении частицы играют процессы *ионизации* и *возбуждения* *электронных оболочек атома*. Все они получили собирательное название *ионизационных потерь*. Только такие процессы и учитываются в настоящем параграфе*). Из-за дальнодействующего характера кулоновских сил частица взаимодействует сразу со многими электронами атомных оболочек, которые в свою очередь воздействуют на частицу. Это воздействие носит случайный, хаотический характер, так что путь частицы в веществе практически прямолинеен. Прямолинейность пути связана также с боль-

*) В § 80 и 81 совершенно не затронут процесс *многократного рассеяния* частиц, в основе которого лежит резерфордовское рассеяние частиц на ядрах. Следует иметь в виду, что этот процесс приводит к заметному искривлению следов даже тяжелых частиц, а угол *многократного рассеяния* используется для определения характеристик частиц, оставивших след,

шой массой тяжелой частицы по сравнению с массой легкого электрона, вследствие чего при каждом взаимодействии с электроном она отклоняется очень мало и теряет очень небольшую долю от первоначальной энергии.

Основной интерес представляют средние ионизационные потери энергии частицы — $d\mathcal{E}/dx$, отнесенные к единице пути, а также ее полный пробег R в веществе. Приближенное выражение зависимости этих величин от характеристик частицы и среды и является целью настоящего параграфа. Рассмотрим решение этой задачи в предположении справедливости классической механики, а затем качественно учтем влияние квантовых эффектов. Последовательный квантовый расчет выходит за рамки этой книги.

2. Сначала рассчитаем потери энергии, вносимые отдельным электроном, а затем просуммируем эти потери по всем электронам среды. Таким образом, расчет будем проводить в приближении *парных столкновений*, т. е. будем считать, что взаимодействие каждого электрона с рассматриваемой частицей происходит так, как если бы других электронов не было. А поскольку энергия частицы предполагается высокой, электрон, с которым она взаимодействует, можно считать *свободным*. Более того, можно предполагать, что этот электрон покоятся. Оправданием этого может служить следующее замечание: электрон входит в состав атомов и молекул и в среднем перемещается с ними с тепловыми скоростями. Сама же движущаяся частица имеет скорость, близкую к скорости света, или отличается от нее примерно на порядок.

Только после ионизации электрон теряет связь с молекулой или атомом и начинает быстро набирать скорость, а потому предположение о неподвижности электрона может и не совсем выполняться. Но процесс ионизации происходит на малых расстояниях от движущейся частицы, так что ускорение электрона совершается кратковременно, и можно думать, что оно не играет существенной роли. Саму частицу, как уже было выяснено выше, при расчете можно считать движущейся прямолинейно с постоянной скоростью v . Зарядовое число движущейся частицы будем обозначать малой буквой z , оставляя большую букву Z для обозначения зарядового числа атомных ядер окружающей среды.

Частица с зарядом ze , движущаяся мимо электрона A в направлении оси x (рис. 143), притягивает электрон с силой $F = ze^2/r^2$. Последний за время dt сообщает ему импульс Fdt . Продольная составляющая этого импульса не имеет значения, так как при переходе частицы через точку O она меняет знак. В результате приращение продольной составляющей будет компенсировано ее убыванием. Только поперечная составляющая импульса электрона представляет интерес в нашей задаче. Обозначим попе-

речную составляющую импульса просто через p . Тогда $dp = -F \sin \varphi dt$, или

$$dp = -\frac{F \sin \varphi}{v} dx,$$

где dx — путь, пройденный частицей за время dt . Но $x = b \operatorname{ctg} \varphi$, $r = b/\sin \varphi$, а b в нашем приближении предполагается постоянным. Таким образом, приняв за независимую переменную угол φ , получим

$$dp = \frac{ze^2 \sin \varphi}{bv} d\varphi.$$

Полный поперечный импульс, полученный электроном, найдется интегрированием по φ в пределах от 0 до π . Таким путем находим

$$p = 2ze^2/bv. \quad (80.1)$$

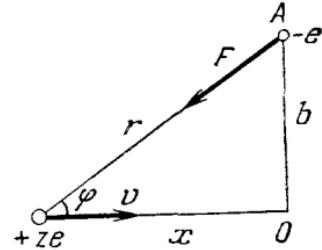


Рис. 143

Электрон получит энергию $p^2/2m$, и такую же энергию потеряет частица (m — масса электрона).

3. Допустим теперь, что частица пересекает бесконечный плоскопараллельный слой вещества толщиной dx , в единице объема которого содержится n электронов. В части этого слоя, ограниченной цилиндрическими поверхностями с радиусами b и $b + db$, находится $dN = 2\pi nbdbdx$ электронов. Если, как было предположено выше, электроны действуют независимо друг от друга, то взаимодействие частицы с dN электронами вызовет потерю ее энергии на величину $-dNp^2/2m$. Полная потеря энергии частицы на единице пути будет, таким образом,

$$-\frac{d\mathcal{E}}{dx} = \frac{4\pi n z^2 e^4}{mv^2} \int \frac{db}{b}, \quad (80.2)$$

где интегрирование распространено на всю область, заполненную электронами, существенно влияющими на торможение частицы. Строго говоря, этот способ выражения не совсем точен, так как он предполагает, что в этой области взаимодействие частицы с электронами происходит именно по той схеме, которая применялась при вычислении. Но это далеко не так. Такая схема задома неприменима при слишком больших и слишком малых значениях параметра b , а при промежуточных значениях применима только приближенно. Тем не менее, сознательно идя на потерю математической строгости, мы примем эту схему при промежуточных значениях, поскольку здесь она физически оправдана. Нельзя только производить интегрирование в пределах от $b = 0$ до $b = +\infty$, так как это приводит к расходящемуся интегралу, что физически означает мгновенное торможение частицы, а это бессмысленно. Поэтому интегрирование в формуле (80.2) следует производить в пределах от некоторого минимального зна-

чения $b = b_{\min}$ до некоторого максимального значения $b = b_{\max}$. Определение этих пределов представляет наиболее трудную часть задачи, которая вряд ли может быть решена с полной математической строгостью и достаточной физической ясностью. К счастью, в подавляющем большинстве случаев достаточно ограничиться сравнительно грубыми физически оправданными оценками. Приведем одну из наиболее простых таких оценок.

4. Выясним прежде всего, почему необходимо ограничить верхний предел в интеграле (80.2). Это ограничение связано с квантовыми свойствами атомов среды. Для возбуждения атома внешнее воздействие должно быть достаточно сильным. Оно должно быть в состоянии перевести атом с одного энергетического уровня на другой. В противном случае атом возбуждаться не будет. Такой атом не влияет на замедление движущейся частицы и не вносит никакого вклада в интеграл (80.2). Следующая элементарная оценка позволяет уяснить суть дела. Движущаяся частица эффективно действует на электрон в течение времени $\tau \sim b/v$. Кулоновская сила, действующая на электрон, $F \sim ze^2/b^2$. Импульс, приобретаемый электроном, пропорционален $Ft \sim ze^2/bv$, т. е. он тем меньше, чем больше b . Если b превышает некоторую величину b_{\max} , то соответствующий электрон не должен приниматься во внимание. Но если электрон рассматривается в течение времени τ , то его энергия не строго определена, и эта неопределенность ΔE ограничена соотношением $\tau \cdot \Delta E \approx \hbar$. Ориентировочно атом будет возбуждаться только тогда, когда ΔE не меньше \bar{I} , где \bar{I} — средний ионизационный потенциал атома. Полагая $\Delta E = \bar{I}$, получаем оценку $\tau \approx \hbar/\bar{I}$ для времени эффективного взаимодействия электрона с рассматриваемой частицей. За это время частица проходит расстояние $b = v\hbar/\bar{I}$. Этую величину и можно принять в качестве грубого приближения для верхнего предела b :

$$b_{\max} = \hbar v / \bar{I} \quad (\text{перелятив.}). \quad (80.3)$$

Для средней энергии ионизации атома обычно принимают эмпирически установленную формулу

$$\bar{I} = 13,5Z \text{ эВ.} \quad (80.4)$$

Формула (80.3) получена в перелятивистском приближении, что и отмечено в скобках. Когда частица движется с релятивистской скоростью, в эту формулу следует ввести поправку. Дело в том, что при ее выводе использовался закон Кулона для электрического поля точечного заряда. При релятивистских скоростях движущегося заряда электрическое поле его изменяется. Электрические силовые линии движущегося точечного заряда по-прежнему остаются прямолинейными, но вся картина силовых линий сжимается в направлении движения. Это показано на схематиче-

ском рис. 144. Кроме того, продольное поле, направленное вдоль линии движения частицы, уменьшается в $1/(1 - \beta^2)$ раз, а поперечное экваториальное поле увеличивается в $1/\sqrt{1 - \beta^2}$ раз. Первый эффект приводит к уменьшению эффективного времени взаимодействия частицы с электроном в $1/(1 - \beta^2)$ раз, а второй эффект — к увеличению поперечной напряженности электрического поля в $1/\sqrt{1 - \beta^2}$ раз. В результате прежняя величина F_t приобретает множитель $(1 - \beta^2)/\sqrt{1 - \beta^2} = \sqrt{1 - \beta^2}$, а вместо выражения (80.1) получается

$$p = \frac{2ze^2}{bc} \sqrt{1 - \beta^2}, \quad (80.5)$$

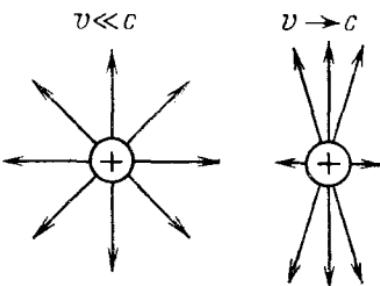


Рис. 144

причем скорость частицы v мы заменили на c , поскольку ее движение теперь релятивистское. Что касается электрона, то мы по-прежнему предполагаем, что его движение, возникающее после столкновения с частицей, нерелятивистское. Поэтому приобретаемая им кинетическая энергия определяется прежним выражением $p^2/2m$. Таким образом, переход к релятивистскому случаю производится формальной заменой в формуле (80.1) величины b на $b\sqrt{1 - \beta^2}$. В результате верхний предел b_{\max} в рассматриваемом случае увеличивается в $1/\sqrt{1 - \beta^2}$ раз, т. е.

$$b_{\max} = \frac{\hbar v}{I} \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \text{ (релятив.).} \quad (80.6)$$

5. Определим теперь нижний предел интеграла в формуле (80.2). При классическом рассмотрении скорость, сообщаемая электрону при лобовом столкновении с тяжелой частицей, не может превышать $2v$. Поэтому энергия, передаваемая электрону, не может превосходить $(1/2)m(2v)^2 = 2mv^2$. Значит, формула (80.1) может иметь смысл только при условии

$$\frac{1}{2m} \left(\frac{2ze^2}{bv} \right)^2 < 2mv^2, \quad \text{т. е. при } b > \frac{ze^2}{mv^2}.$$

Поэтому в качестве нижнего предела интеграла с классической точки зрения естественно принять выражение

$$b_{\min}^{\text{кл}} = \frac{ze^2}{mv^2} \text{ (нерелятив.).} \quad (80.7)$$

К иному выражению приводит квантовое рассмотрение. Согласно соотношению неопределенностей импульс частицы $p = mv/\sqrt{1 - \beta^2}$ и ее расстояние b до электрона должны удовлетво-

рять условию $bp \geq \hbar$. Поэтому с квантовой точки зрения в качестве нижнего предела естественно принять выражение

$$b_{\min}^{\text{кв}} = \frac{\hbar}{mv} \sqrt{1 - \beta^2} \quad (\text{релятив.}). \quad (80.8)$$

Из двух выражений (80.7) и (80.8) следует выбирать наибольшее. Сравнение этих выражений в нерелятивистском приближении приводит к результату

$$\frac{b_{\min}^{\text{кв}}}{b_{\min}^{\text{кн}}} = \frac{\hbar v}{ze^2} = \frac{\hbar c}{e^2} \frac{\beta}{z} = 137 \frac{\beta}{z}. \quad (80.9)$$

В релятивистском приближении это отношение еще больше. Значит, ограничения, накладываемые квантовой механикой, пачинают сказываться раньше. Поэтому следует выбрать квантовое выражение (80.8). В результате путем комбинации формул (80.2), (80.6) и (80.8) получается формула Бора:

$$-\frac{d\mathcal{E}}{dx} = \frac{4\pi n z^2 e^4}{mv^2} \ln \frac{b_{\max}}{b_{\min}} = \frac{4\pi n z^2 e^4}{mv^2} \ln \frac{mv^2}{I(1 - \beta^2)}. \quad (80.10)$$

Не следует слишком смущаться грубостью оценок пределов в b_{\min} и b_{\max} , которые были произведены при выводе формулы (80.10), так как в нее входит логарифм отношения этих пределов, который слабо зависит от погрешностей, вносимых при оценках b_{\min} и b_{\max} . Существует несколько более точных выражений для $-d\mathcal{E}/dx$. Ограничимся приведением простейших из них:

$$-\frac{d\mathcal{E}}{dx} = \frac{4\pi n z^2 e^4}{mv^2} \left[\ln \frac{2mv^2}{I(1 - \beta^2)} - \beta^2 \right]. \quad (80.11)$$

Для протонов с энергией 1 МэВ в воздухе при нормальных температуре и давлении логарифмический член в последней формуле равен приблизительно 9.

Последовательная квантовая теория ионизационных потерь энергии заряженных частиц в веществе была разработана Бете и Блохом. На этом вопросе мы останавливаться не можем, поскольку изложение теории Бете — Блоха требует знания математического аппарата квантовой механики.

6. Формула Бора, по крайней мере качественно, а отчасти и количественно, позволяет понять, какими величинами определяется торможение тяжелых заряженных частиц за счет ионизационных потерь в веществе в широком диапазоне энергий частицы (от 1 МэВ до десятков и сотен гигаэлектропольт).

Как видно из (80.10) или (80.11), основные потери определяются зарядом и скоростью частицы, числом электронов в единице объема среды и средним ионизационным потенциалом I атомов среды. Зависимость от I логарифмическая, а потому сла-

бая. Зависимость от n сводится к зависимости от плотности среды ρ посредством формулы

$$n = Z\rho N_A / A, \quad (80.12)$$

где N_A — постоянная Авогадро, A — атомная масса, Z — порядковый номер атомов среды. Следовательно, величина $-d\mathcal{E}/d(\rho x)$ примерно одинакова для всех веществ. Величину ρx обычно вводят в качестве меры толщины вещества вместо линейной толщины x . Так поступают, например, рассчитывая толщину необходимой защиты от радиоактивных излучений, хотя в этих случаях в основном требуется защита от γ -квантов и пейтронов, а не от потоков заряженных частиц. Потери сильно зависят от скорости частицы — они тем больше, чем меньше скорость частицы. Вот почему толщина треков тяжелых заряженных частиц в камере Вильсона или в фотоэмulsionии значительно возрастает к их концу. При увеличении скорости частицы логарифмический член в (80.10) или (80.11) сначала убывает. Но при приближении скорости к релятивистскому пределу, т. е. при $v \rightarrow c$, убывание сменяется возрастанием, так как числитель $2mv^2$ становится практически постоянным, а знаменатель $1 - \beta^2$ приближается к нулю. В результате при $v \rightarrow c$ потери энергии $-d\mathcal{E}/dx$ проходят через минимум, который расположен примерно около $\mathcal{E} = 2Mc^2$. Это чисто релятивистский эффект.

Как видно из формулы (80.10) или (80.11) при заданных скорости и заряде частицы потери не зависят от ее массы M . Поэтому в случае протонов и пионов, например, потери одинаковы, если только эти частицы движутся с одинаковыми скоростями. Если же в нерелятивистском случае в формулу (80.10) ввести кинетическую энергию частицы $\mathcal{E} = Mv^2/2$, то получится

$$-\frac{d\mathcal{E}}{dx} = \frac{2\pi n z^2 e^4 M}{\mathcal{E} m} \ln \frac{2\mathcal{E} m}{M I}. \quad (80.13)$$

Отсюда видно, что в нерелятивистском случае при одних и тех же заряде и массе частицы потери с логарифмической точностью пропорциональны массе частицы M . Поэтому треки у более тяжелой частицы жирнее и короче, чем у легкой. Наконец, квадратичная зависимость от z проявляется в сильном торможении α - и многозарядных частиц в веществе.

При очень малых и очень больших скоростях частицы формулы (80.10) и (80.11) дают завышенные значения для потерь энергии частицы.

7. При малых скоростях начинает сказываться захват электронов движущейся частицей. Такой захват в какой-то мере эквивалентен уменьшению числа z , а это приводит к меньшим потерям энергии по сравнению с тем, что дает формула Бора. Особенно сильно захват происходит в случае движения многократно заряженных положительных ионов, т. е. атомов, потеряв-

ших много электронов. Впрочем, иногда вместо захвата наблюдается и потеря электронов. Благодаря захвату электронов при уменьшении скорости частицы кривая потерь не уходит в бесконечность, как это было бы согласно формуле (80.10), а достигает максимума, после чего пачинает постепенно снижаться.

При очень больших скоростях проявляется влияние поляризации среды, вызываемой электрическим полем частицы. Оно ослабляет или, как говорят, экранирует поле частицы, что уменьшает потери энергии последней. При перелятивистских скоростях радиус экранирования (лебаевский радиус, см. т. III, § 121) превышает размеры атома. В этих случаях экранировка может проявиться лишь на расстояниях, больших b_{\max} , где ионизационные потери так и не возникают. Но в ультраперелятивистских случаях электрическое поле частицы сильно сплющено в направлении движения, растянуто в поперечном направлении и становится сильно неоднородным. В результате поляризация среды пачинает сказываться уже на сравнительно малых расстояниях. Влияние поляризации и в особенности захвата электронов среды трудно поддается теоретическому расчету. Эти эффекты учитываются эмпирически, и результаты выражаются в виде кривых пробег — энергия.

8. Расстояние, проходимое в веществе частицей до ее полной остановки, т. е. до того момента, когда она приходит в тепловое равновесие с окружающей средой, называется *пробегом*. Для вычисления пробега R замечаем, что на пути dx кинетическая энергия частицы $\mathcal{E} = Mv^2/2$ меняется на величину $d\mathcal{E}$, так что $dx = (dx/d\mathcal{E})d\mathcal{E} = (dx/d\mathcal{E})Mvdv$. Подставляя сюда вместо $d\mathcal{E}/dx$ выражение (80.10), приходим к дифференциальному уравнению

$$dx = - \frac{Mmv^3 dv}{4\pi n e^4 \ln [mv^2/\bar{I}(1-\beta^2)]},$$

интегрирование которого дает

$$R = (M/z^2)f(v_0), \quad (80.14)$$

где v_0 — начальная скорость движения частицы, а функция f определяется интегралом

$$f(v_0) = - \int_{v_0}^0 \frac{mv^3}{4\pi n e^4 \ln [mv^2/\bar{I}(1-\beta^2)]} dv. \quad (80.15)$$

Существенно, что эта функция для заданной среды одинакова для всех частиц. Если пренебречь слабой логарифмической зависимостью от скорости частицы, то

$$R \approx (M/z^2)v_0^4. \quad (80.16)$$

Однако, как мы видели, применимость формулы (80.10) ограничена эффектами захвата электронов среды. Уточненную

формулу для R можно получить из следующих простых соображений. Разделим весь путь движения частицы на две части: на часть, где захвата электронов практически не происходит и применима формула (80.10), и на оставшуюся часть, где существенную роль играют захваты. К первой части применимо выражение (80.14). Длина второй части пути от начальной скорости v_0 не зависит, т. е. является некоторой постоянной C . Значение этой постоянной различно для разных частиц и сред, в которых они движутся. Таким путем для полного пробега получается приближенная формула

$$R = (M/z^2)f(v_0) + C. \quad (80.17)$$

Для α -частицы в воздухе при комнатной температуре и нормальном давлении опыт дает $C = 0,2$ см. В алюминии пробег протона с энергией 5 МэВ равен 0,06 мм, а с энергией 10 МэВ — 0,17 мм.

Формула (80.17) справедлива при условии $R \ll \lambda_{\text{яд}}$, где $\lambda_{\text{яд}}$ — длина пробега относительного ядерного столкновения. Это условие не выполняется для адронов высоких энергий.

§ 81. Прохождение легких заряженных частиц через вещество

1. Благодаря малой массе при каждом столкновении движущейся легкой частицы (электрона или позитрона) изменение ее импульса относительно велико. Поэтому путь легкой частицы в среде не прямолинейный, а извилистый. Если пучок частиц направить на однородную среду, то он ведет себя по-разному в зависимости от того, состоит ли он из тяжелых частиц или из легких. В случае тяжелых частиц интенсивность пучка остается постоянной, если пройденный им путь x меньше длины пробега R . В очень же тонком слое вблизи границы $x=R$ частицы выбывают из пучка, и он резко обрывается. В случае же пучка из легких частиц интенсивность пучка убывает плавно и непрерывно на всем его протяжении. Поэтому об определенном пробеге R легкой частицы говорить не приходится. Можно ввести понятие *максимального (или экстраполированного) пробега и среднего пробега*. Максимальным пробегом называется минимальная толщина слоя вещества, в котором задерживаются все частицы. Он, очевидно, совпадает с полной длиной прямолинейного пути, проходимого в веществе отдельной частицей. Чтобы получить средний пробег, надо взять длину прямолинейного пути, проходимого частицей в веществе до того, как она выбывает из пучка, и этот путь усреднить по всем частицам пучка.

Вторая особенность в поведении легких частиц состоит в том, что при изменении импульса в результате столкновения электрон (или позитрон) излучает. Поэтому, помимо ионизаци-