

дущего параграфа следует, что основную роль должны играть следующие характеристики частиц и вещества:

масса	}	частицы,
заряд		
энергия		
плотность	}	вещества.
атомный номер		
средний ионизаци-		
онный потенциал		

Заметим, что здесь перечислены далеко не все свойства частиц и вещества. Для процессов прохождения несущественны, например, спин частицы, температура, твердость вещества (защиты из графита и алмаза эквивалентны).

5. Из-за преобладающей роли электромагнитных процессов прохождения заряженных частиц и  $\gamma$ -квантов через вещество является разделом скорее атомной, чем ядерной физики. Но падающие частицы обладают энергиями, характерными для ядерной физики. Поэтому с процессами прохождения исследователи сталкиваются при изучении или использовании ядерных излучений.

6. По механизму прохождения через вещество исследуемые нами частицы можно разбить на три группы: 1) тяжелые заряженные частицы; 2) легкие заряженные частицы и 3)  $\gamma$ -кванты. К легким заряженным частицам мы относим электроны и позитроны, к тяжелым — все остальные. При переходе от одной группы частиц к другой характер прохождения качественно меняется.

7. Для других (отличных от  $\gamma$ -квантов) нейтральных частиц электромагнитное взаимодействие либо полностью отсутствует (для нейтрино), либо очень мало. Огромный практический интерес представляет взаимодействие с веществом интенсивных потоков нейтронов. Эти процессы в основном не атомные, а ядерные. Они будут рассмотрены в гл. X и XI. Нейтрино подвержены только слабым взаимодействиям, так что эти частицы могут свободно проходить в веществе астрономические расстояния. Поэтому вопрос о прохождении потоков нейтрино через вещество интересен главным образом для астрофизики и будет рассмотрен в гл. XII, § 1.

## § 2. Прохождение тяжелых заряженных частиц через вещество

1. Основной механизм взаимодействия тяжелых заряженных частиц высокой энергии с веществом таков. Частица, пролетая сквозь вещество, «расталкивает» атомные электроны своим кулоновским полем. За счет этого частица постепенно теряет энергию, а атомы либо ионизируются, либо возбуждаются. Растеряв свою энергию,

частица останавливается. Из-за дальнедействующего характера кулоновских сил пролетающая частица успевает «растолкать» очень большое количество электронов.

Сама пролетающая частица при столкновении с отдельным электроном мало отклоняется от своего пути из-за ее большой массы (сравнительно с массой электрона). К тому же и эти малые отклонения почти целиком компенсируют друг друга при огромном числе хаотически ориентированных столкновений. Поэтому траектория тяжелой заряженной частицы в веществе практически прямолинейна.

2. Основными физическими величинами, характеризующими прохождение тяжелых частиц, являются *потери энергии*  $-dE/dx$  на единицу пути и *полный пробег*  $R$  частицы в веществе. Частица может терять энергию различными способами (столкновения с электронами, кулоновские столкновения с ядрами, ядерные столкновения с ядрами и т. д.). Соответственно полные потери получаются суммированием потерь, обусловленных различными механизмами. Как мы уже упоминали, для тяжелых заряженных частиц основными являются потери за счет ионизации и возбуждения атомных электронов вещества. Эти потери объединяются под общим названием *ионизационных*. В этом параграфе мы будем рассматривать только ионизационные потери. Рассмотрение других видов потерь мы отложим до § 5.

3. При некоторых разумных допущениях величину ионизационных потерь можно вычислить без особого труда. Эти допущения в их самой простой (несколько грубоватой) форме таковы:

а) Будем считать применимым классическое (неквантовое) рассмотрение процесса столкновения частицы с электроном. В соответствии с соотношением неопределенностей неквантовое рассмотрение применимо при достаточно больших прицельных параметрах столкновения  $b$  и при больших импульсах  $p$  налетающей частицы:

$$pb \gg \hbar. \quad (8.2)$$

б) Будем считать, что скорости атомных электронов среды настолько малы по сравнению со скоростью налетающей частицы, что эти электроны практически не сдвигаются с места за время столкновения. Для этого необходимо, чтобы и скорость электрона в атоме, и скорость, приобретаемая электроном при столкновении, были бы значительно меньше скорости налетающей частицы. Таким образом, это условие накладывает довольно жесткие ограничения снизу на энергию  $E$  налетающей частицы:

$$E \gg \frac{M}{m} E_e, \quad (8.3)$$

где  $M$  — масса частицы. Для ориентировки укажем, что даже в таком легком ядре, как кислород, средняя кинетическая энергия

электронов  $K$ -оболочки имеет порядок 0,5 кэВ, так что энергия налетающей  $\alpha$ -частицы должна превышать 2 МэВ. Более детальная оценка будет проведена немного ниже в п. 6.

в) Будем трактовать электроны вещества как свободные, т. е. пренебрегать энергиями их связи с атомами.

Очевидно, что первые два допущения становятся несправедливыми при очень малых параметрах столкновения, а последнее до-

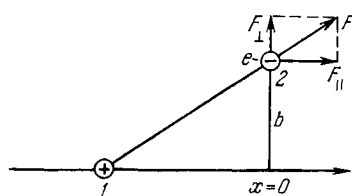


Рис. 8.1. Схема действия кулоновских сил при столкновении заряженной частицы 1 с электроном 2 вещества.

пущение, наоборот, при очень больших. В рамках этих трех допущений величина ионизационных потерь рассчитывается следующим образом. Сначала вычислим потерю энергии частицей при столкновении с одним электроном. Прицельное расстояние обозначим через  $b$ . Направим ось  $x$  вдоль траектории налетающей частицы и поместим начало отсчета по этой оси в точке максимального сближения частицы с электроном (рис. 8.1).

Пролетая мимо электрона (который

в соответствии с допущением б) мы считаем находящимся на одном и том же месте в течение всего столкновения), частица непрерывно действует на него электростатической силой  $F$ , направленной по прямой, соединяющей частицы, и равной по абсолютной величине

$$F = \frac{ze^2}{\sqrt{x^2 + b^2}}, \quad (8.4)$$

где  $z$  — заряд частицы в единицах элементарного заряда. Суммарный импульс, переданный электрону за все время столкновения, равен

$$q = \int F dt. \quad (8.5)$$

Рассмотрим проекции  $F_{\parallel}$  и  $F_{\perp}$  силы  $F$  на направления, параллельное и перпендикулярное скорости частицы. Из допущения б) следует, что

$$\int F_{\parallel} dt = 0,$$

так как при подлете компонента  $F_{\parallel}$  имеет один знак, а при отлете — противоположный, причем скорость частицы практически постоянна в течение всего столкновения. Поперечная же компонента, наоборот, все время имеет один и тот же знак, так что вклад от нее накапливается. Тем самым полный импульс  $q$ , переданный электрону, перпендикулярен скорости частицы и определяется соотношением

$$q = \int F_{\perp} dt.$$

Перейдем теперь от интегрирования по времени к интегрированию по координате  $x$  и воспользуемся постоянством скорости  $v$  частицы в течение столкновения:

$$q = \int F_{\perp} dt = \frac{1}{v} \int F_{\perp} dx. \quad (8.6)$$

Интеграл (8.6) можно вычислить непосредственно, воспользовавшись выражением (8.4) для абсолютной величины силы. Но проще применить обходный прием. Перейдем от силы  $F$  к электрическому полю  $E$  частицы:

$$F = -eE \quad (8.7)$$

(знаком минус учтена отрицательность заряда электрона). Применим теперь теорему Гаусса к бесконечному цилиндру радиуса  $b$  с осью вдоль оси  $x$ . Получим

$$\int E_{\perp} dS = 4\pi ze,$$

где  $dS$  — элемент площади цилиндра, т. е.

$$dS = b d\varphi dx.$$

Подынтегральное выражение не зависит от угла  $\varphi$ , так что

$$\int E_{\perp} dS = 2\pi b \int E_{\perp} dx. \quad (8.8)$$

Подставив (8.7) и (8.8) в (8.6), получим, что переданный электрону импульс равен по абсолютной величине

$$q = \frac{2ze^2}{bv}. \quad (8.9)$$

Передав электрону такой импульс, частица потеряет энергию

$$\frac{q^2}{2m} = \frac{2z^2e^4}{v^2mb^2}. \quad (8.10)$$

Для получения суммарного изменения энергии  $-dE/dx$  на единицу пути выражение (8.10) надо умножить на число  $n$  электронов в единице объема и проинтегрировать по области на плоскости, перпендикулярной направлению движения; тогда

$$-\frac{dE}{dx} = \int_{b_{\min}}^{b_{\max}} \frac{q^2}{2m} n 2\pi b db,$$

т. е.

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4 n}{v^2 m} \ln \frac{b_{\max}}{b_{\min}} \text{ эрг/см.} \quad (8.11)$$

Область интегрирования в (8.11) ограничена окружностями с радиусами  $b_{\max}$  и  $b_{\min}$ .

4. При интегрировании по всей плоскости пределы  $b_{\max}$  и  $b_{\min}$  были бы равны соответственно бесконечности и нулю. Но это привело бы к физически бессмысленному результату (частица тормозится мгновенно). Причиной возникновения такого результата является то, что наши упрощающие предположения становятся неправильными при очень больших и очень малых прицельных параметрах. Поэтому область интегрирования в (8.11) приходится ограничить кольцом от  $b_{\max}$  до  $b_{\min}$ , а области вне этого кольца рассмотреть отдельно.

Найдем допустимые значения величин  $b_{\max}$ ,  $b_{\min}$ . При слишком больших прицельных параметрах нарушается допущение в) и становятся существенными силы, действующие на электрон со стороны внутриатомных полей. Когда же прицельный параметр возрастет настолько, что время столкновения

$$\tau = b/v \quad (8.12)$$

начнет превышать период  $2\pi/\omega$  обращения электрона по атомной орбите,

$$\tau \gg 1/\omega, \quad (8.13)$$

то частица перестанет возбуждать атом и поэтому не будет терять энергию. Для пояснения приведем такую аналогию. Если пружину резко толкнуть, то в ней возбуждятся колебания. А если пружину сжать и отпустить достаточно плавно, то колебания в ней не возникнут. Из этих соображений для  $b_{\max}$  получается оценка

$$b_{\max} = v/\bar{\omega}, \quad (8.14)$$

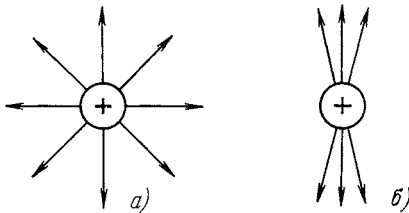
где  $\bar{\omega}$  — средняя частота обращения электронов вещества по их атомным орбитам. Умножив  $\bar{\omega}$  на постоянную Планка, мы получим величину, имеющую размерность энергии:

$$I = \hbar\bar{\omega}. \quad (8.15)$$

Эту величину следует приравнять среднему ионизационному потенциалу (8.1).

Рис. 8.2. Продольное сжатие электрического поля релятивистской заряженной частицы

а) Силовые линии электрического поля покоящейся частицы, б) силовые линии релятивистской частицы.



При релятивистских скоростях налетающей частицы оценку (8.14) приходится видоизменить. Это изменение обусловлено продольным сжатием поля налетающей частицы (рис. 8.2). В результате этого сжатия время столкновения уменьшается и становится порядка

$$\tau_{\text{рел}} = \frac{b}{v} \sqrt{1 - \beta^2}, \quad (8.16)$$

где  $\beta = v/c$ . Поэтому в релятивистском случае оценка для  $b_{\max}$  принимает вид

$$b_{\max} = \frac{v}{\bar{\omega} \sqrt{1 - \beta^2}} \quad (\text{рел.}). \quad (8.17)$$

Перейдем теперь к рассмотрению очень малых прицельных параметров. В этой области нарушаются допущения а) и б). Область применимости допущения а) о неквантовом характере столкновения ограничена неравенством (8.2). Из этого неравенства для минимально допустимого значения  $b'_{\min}$  прицельного параметра получается оценка

$$b'_{\min} = \frac{\hbar}{p} = \frac{\hbar}{mv}, \quad (8.18)$$

или, в релятивистском случае,

$$b'_{\min} = \frac{\hbar}{mv} \sqrt{1 - \beta^2}. \quad (8.19)$$

Отметим, что в формулы (8.18) и (8.19) подставлена масса электрона, а не налетающей частицы, так как динамика относительного движения двух частиц определяется их приведенной массой (см. приложение I), которая близка к массе легкой частицы, если разнице масс частиц велико.

Рассмотрим теперь область применимости допущения б) о неподвижности электрона в течение всего столкновения. Из (8.10) видно, что в рамках этого допущения при достаточно малом прицельном параметре электрону передавалась бы сколь угодно большая энергия. На самом деле, однако, даже при лобовом столкновении частица, движущаяся со скоростью  $v$ , может передать электрону скорость не более  $2v$  и тем самым энергию, не превышающую  $2mv^2$ . (Действительно, в системе покоя частицы электрон в лучшем случае может отскочить от нее, как от абсолютно упругой стенки, т. е. изменить скорость на  $2v$ .) Поэтому наше рассмотрение заведомо перестанет быть справедливым при  $b < b''_{\min}$ , где  $b''_{\min}$  — такое прицельное расстояние, при котором из формулы (8.10) получается значение  $2v$  для скорости электрона:

$$q = 2vt, \quad b''_{\min} = \frac{ze^2}{mv^2}. \quad (8.20)$$

В релятивистском случае для  $b''_{\min}$  вместо (8.20) получается формула

$$b''_{\min} = \frac{ze^2}{mv^2} \sqrt{1 - \beta^2} \quad (\text{рел.}). \quad (8.21)$$

Очевидно, что нижнее предельно допустимое значение прицельного параметра равно

$$b_{\min} = \max \{b'_{\min}, b''_{\min}\}. \quad (8.22)$$

Сравним теперь пределы  $b'_{\min}$  и  $b''_{\min}$ :

$$\frac{b''_{\min}}{b'_{\min}} = \frac{ze^2}{\hbar v} = \frac{e^2}{\hbar c} \frac{z}{\beta} = \frac{z}{137\beta}. \quad (8.23)$$

Из этого сравнения видно, что практически всегда  $b'_{\min} \gg b''_{\min}$ , т. е. квантовые эффекты начинают влиять раньше, чем эффекты за счет смещения электронов. Например, для протона с энергией 10 МэВ величина  $\beta$  имеет порядок 0,1, так что

$$b'_{\min} \approx 10b''_{\min}.$$

Таким образом, мы получили оценки (8.17) и (8.19) соответственно для величин  $b_{\max}$  и  $b_{\min}$ , входящих в формулу (8.11). Заметим, что высокой точности от этих оценок не требуется, поскольку зависимость от оцениваемых величин в формуле (8.11) логарифмическая, т. е. довольно слабая. Как мы уже говорили, столкновения при параметрах удара, превышающих  $b_{\max}$ , не создают ионизационных потерь. Можно показать, что и столкновения при  $b < b_{\min}$  также дают пренебрежимо малый вклад в ионизационные потери из-за квантового «размазывания» процесса.

Подставив (8.15), (8.17) и (8.19) в (8.11), мы получим окончательное выражение для ионизационных потерь:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4 n}{mv^2} \ln \frac{mv^2}{\Gamma(1-\beta^2)}. \quad (8.24)$$

Это соотношение называется *формулой Бора*. Имеется несколько уточненных вариантов этой формулы. Например, более точной, чем (8.24), считается формула

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4 n}{mv^2} \left\{ \ln \frac{2mv^2}{\Gamma(1-\beta^2)} - \beta^2 \right\}. \quad (8.25)$$

Формула Бора позволяет, по крайней мере качественно, а часто и количественно, понять характерные черты процесса торможения тяжелых заряженных частиц в веществе в обширной области энергий частиц (от нескольких МэВ до десятков и сотен ГэВ.)

5. Посмотрим, какие выводы можно сделать из формул Бора (8.24) или (8.25). Прежде всего из этих формул видно, что ионизационные потери определяются небольшим числом физических величин — скоростью и зарядом частицы, а также числом электронов в единице объема и средним ионизационным потенциалом вещества. При этом зависимость от среднего ионизационного потенциала — логарифмическая, т. е. довольно слабая. Число  $n$  электронов в единице объема пропорционально плотности  $\rho$  вещества:

$$n = \frac{Z\rho N}{A}. \quad (8.26)$$

(Здесь  $N$  — число Авогадро,  $A$  — атомная масса,  $Z$  — число электронов в атоме.) Поэтому потери прямо пропорциональны плотности

вещества. Отсюда, в частности, следует, что величина  $-dE/d(\rho x)$  примерно одинакова для всех веществ. Величину  $\rho x$ , имеющую размерность г/см<sup>2</sup>, здесь удобно принять за единицу длины. Например, в этих единицах обычно рассчитывается требуемая толщина защиты от радиоактивных излучений. Очень характерна сильная зависимость потерь от скорости. При этом в противоположность силам сопротивления в газах и жидкостях потери тем больше, чем ниже скорость. Именно поэтому треки частиц в камере Вильсона или в фотоэмульсии (гл. IX, § 4) резко утолщаются к концу. В следующем пункте мы увидим, что при очень малых скоростях реальная зависимость потерь от скорости становится менее сильной, чем в формуле (8.24), благодаря эффекту перезарядки. При очень больших энергиях скорость стремится к своему верхнему пределу ( $v \rightarrow c$ ), так что выражение перед логарифмом приближается сверху к константе. Зато логарифм растет, хотя и медленно, из-за убывания множителя  $(1 - \beta^2 \rightarrow 0)$  в знаменателе под знаком логарифма. Поэтому на кривой потери — энергия имеется минимум, лежащий примерно при  $E = 2Mc^2$ , где  $M$  — масса частицы. Логарифмическое возрастание потерь с ростом энергии является существенно релятивистским эффектом.

В формулу Бора (8.24) не входят ни масса, ни энергия частицы. Поэтому при одной и той же скорости потери, скажем, для пиона и протона, одинаковы. Выразим теперь в этой формуле скорость через энергию и массу частицы (нерелятивистский случай):

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi z^2 e^4 n M}{Em} \ln \frac{2mE}{\hbar \omega M}. \quad (8.27)$$

Из (8.27) видно, что при нерелятивистских скоростях потери при одной и той же энергии с хорошей точностью пропорциональны массе. Поэтому треки у тяжелых частиц жирнее и короче, чем у легких. Напротив, в ультрарелятивистском случае, как мы увидим ниже в п. 2 следующего параграфа, ионизационные потери при одной и той же энергии почти не зависят от массы частицы. В заключение этого пункта отметим, что квадратичная зависимость потерь от заряда частицы на практике редко бывает существенной, так как в большинстве случаев проходящие частицы имеют один и тот же единичный заряд (в единицах элементарного заряда). Но именно благодаря этой зависимости  $\alpha$ -частицы и особенно многократно заряженные тяжелые ионы очень сильно тормозятся в веществе.

6. Формула Бора (8.24) перестает быть справедливой при очень малых и очень больших энергиях частицы. При этом в обоих случаях реальные потери оказываются меньше расчетных. Посмотрим, чем вызваны эти отклонения. При малых скоростях налетающих частиц, когда

$$v \ll u,$$



где  $u$  — средняя скорость движения электрона в атоме, становится существенным эффект перезарядки. Этот эффект состоит в том, что пролетающая частица захватывает (а иногда, наоборот, теряет) электроны. Перезарядка в среднем приводит к уменьшению ионизационных потерь. Например, медленный протон, захватив электрон, становится нейтральной (правда, сравнительно громоздкой) системой, что сразу же снижает потери. Особенно сильно эффект перезарядки проявляется для тяжелых многократно заряженных ионов, таких, как шестикратно заряженный (т. е. потерявший шесть электронов) ион кислорода. Такие ионы «жадно» захватывают электроны и к тому же имеют относительно большие энергии при низких скоростях. Благодаря перезарядке при уменьшении энергии

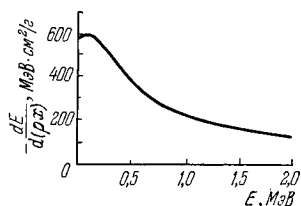


Рис. 8.3. Кривая ионизационных потерь  $-dE/d(p\bar{x})$  протона в воздухе ( $\rho$  — плотность воздуха).

частицы кривая потерь не уходит в бесконечность, как это следовало бы из (8.24), а достигает максимума и с дальнейшим уменьшением скорости слегка падает (рис. 8.3).

При очень высоких энергиях сказывается эффект электрической поляризации среды под действием поля частицы. Поляризация приводит к резкому уменьшению или, как говорят, к экранировке поля частицы и тем самым к уменьшению потерь. При нерелятивистских скоростях частицы радиус экранировки (т. е. расстояние, начиная с которого поляризация среды компенсирует поле частицы) превышает размеры атома. В этом случае экранировка проявляется лишь на расстояниях, больших  $b_{\max}$ , т. е. там, где ионизационных потерь и так нет. Но в ультрарелятивистском случае поле частицы сплющивается, становится сильно неоднородным. В результате поляризация начинает проявляться на сравнительно малых расстояниях. Точный количественный расчет явлений поляризации и особенно перезарядки сложен. Поэтому для учета этих явлений пользуются эмпирическими данными. Эти данные обычно приводят в виде соотношения пробег — энергия.

7. Потеряв всю энергию, частица останавливается. Расстояние, пройденное частицей в веществе, называется *пробегом*. Пробег, конечно, зависит от энергии, массы и заряда частицы. Пробег  $R$  определяется формулой

$$R = \int_{E_0}^0 \frac{dE}{-dE/dx}, \quad (8.28)$$

где  $E_0$  — энергия частицы до попадания в вещество. Если принять для величины потерь выражение (8.24), то для пробега получится

выражение

$$R = \frac{M}{z^2} f(v), \quad (8.29)$$

где функция  $f(v)$  для заданного вещества одинакова для всех частиц. Если пренебречь слабой логарифмической зависимостью от скорости, то функция  $f(v)$  будет пропорциональна  $v^4$ ; следовательно,

$$R \propto v^4. \quad (8.30)$$

Однако реально, как мы говорили в предыдущем пункте, формула (8.24) перестает быть справедливой при малых энергиях налетающей частицы. Поэтому истинный пробег зависит от энергии частицы и от типа вещества более сложным образом, чем это диктуется формулами (8.29), (8.30). Уточненное выражение для пробега можно получить так. Разделим полный пробег на две части: пробег до того момента, когда становится существенным эффект перезарядки, и остаточный пробег. Очевидно, что вторая часть пробега не зависит от начальной энергии, т. е. равна некоторой постоянной  $C$ . Значение постоянной  $C$  различно для разных частиц и разных веществ. Это значение приходится определять опытным путем. Для первой же части пробега выполняется соотношение (8.29), где функция  $f(v)$  зависит, причем слабо, только от рода вещества, но не от сорта налетающих частиц. Выражение для полного пробега теперь примет вид

$$R = \frac{M}{z^2} f(v) + C. \quad (8.31)$$

В качестве примера укажем, что экспериментальное значение постоянной  $C$  для пробегов протонов и  $\alpha$ -частиц в воздухе при комнатной температуре и нормальном давлении равно 0,2 см. Наконец, для ориентировки в порядках величин отметим, что в алюминии пробег протона с энергией 5 МэВ равен 0,06 мм, а с энергией 10 МэВ — 0,17 мм.

### § 3. Прохождение легких заряженных частиц через вещество

1. Прохождение электронов и позитронов через вещество качественно отличается от прохождения остальных заряженных частиц. Главной причиной этого является малость масс электрона и позитрона. Напомним, что среди остальных заряженных частиц легкой является мюон, масса которого в 200 раз больше электронной. Из-за малости массы для налетающего электрона (позитрона) относительно велико изменение импульса при каждом столкновении в веществе. А это в свою очередь приводит к тому, что электрон, во-первых, может значительно отклоняться от первоначального направления движения и, во-вторых, может породить