родинамики всегда приводит к электромагнитному излучению. Возникает непрерывный спектр γ-лучей — тормозное излучение.

3. В случае тяжелой частицы (протон, α-частица и др.), когда ее энергия достаточно велика для преодоления кулоновского барьера ядра, может произойти также процесс потенциального рассеяния на ядрах или же ядерная реакция, сопровождающаяся вылетом из ядра различных частиц, испусканием γ-квантов, делением ядра и др.

4. При движении заряженной частицы в среде со скоростью, превышающей фазовую скорость света в этой среде $v>c/n$, где n — показатель преломления среды, возникает специфическое свечение, названное излучением Вавилова—Черенкова.

Взаимодействие γ-излучения со средой. γ-лучи, проходя через вещество, теряют свою энергию главным образом за счет следующих явлений.

1. Комптон-эффект, или рассеяние γ-квантов на электронах, при котором фотоны передают часть своей энергии электронам атома.

2. Фотоэффект, или поглощение γ-кванта атомом, когда вся энергия фотона передается электрону, вылетающему в результате этого из атома.

3. Образование электрон-позитронных пар — процесс, который может происходить в поле ядра или другой частицы при энергиях γ-квантов $E_\gamma \geqslant 2m_e c^2$.

4. Ядерные реакции, возникающие обычно при энергиях γ-квантов, превышающих 10 *Мэв.*

Рассмотрим каждый из перечисленных процессов подробно.

§ 22. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ СО СРЕДОЙ

Ионизационное торможение заряженных частиц. При электромагнитном взаимодействии быстрых заряженных частиц с электронами вещества последние переходят в возбужденное состояние; когда они остаются внутри атома, происходит возбуждение атома, и спектр этих состояний имеет дискретный характер; в тех случаях, когда электроны вырываются из атома, их энергия может иметь любые значения, а атом при этом ионизуется. Увеличение энергии электрона происходит за счет кинетической энергии падающей частицы. В обоих случаях для краткости принято говорить, что энергия летящей частицы убывает вследствие ионизационных потерь.

Рассмотрим взаимодействие тяжелой заряженной частицы с электроном. Такая частица ничтожно отклоняется со своего прямолинейного пути и этим отклонением можно пренебречь. Допустим, что частица с зарядом Ze, массой M и скоростью v пролетает на расстоянии b от электрона, где b — прицельный параметр, или параметр удара (рис. 51). Взаимодействие частицы с электроном приведет к тому, что электрон получит импульс в направлении, перпендикулярном к линии полета частицы

$$p_{н} = \int_{-\infty}^{\infty} F_{н} dt,$$

где F — электростатическая сила и $F_{н}$ — ее составляющая нормальная к линии полета, а t — время взаимодействия.

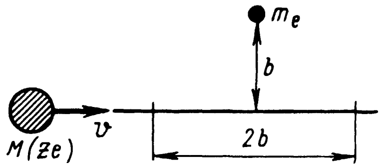

Рис. 51. Взаимодействие заряженной частицы с электроном атома

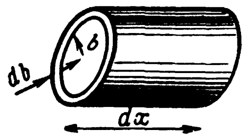

Рис. 52. К расчету ионизационных потерь

Импульс же, полученный в продольном направлении $p_{п} = \int_{-\infty}^{\infty} F_{п} dt$, как легко видеть, равен нулю, так как продольная компонента силы на пути до точки наибольшего сближения и после нее имеет противоположные знаки.

Если считать, что взаимодействие существенно только на некотором отрезке пути $2b$, то время пролета определится как $\Delta t \approx \frac{2b}{v}$. Кулоновская сила на этом участке по порядку величины $\frac{Ze^2}{b^2}$, и поэтому импульс, полученный электроном, может быть записан как

$$p_{н} \sim F_{н}(b)\,\Delta t \approx \frac{2Ze^2}{bv}, \tag{64}$$

а переданная электрону энергия

$$T = \frac{p_{н}^2}{2m_e} \sim \frac{2Z^2e^4}{m_e v^2 b^2}. \tag{65}$$

Эту энергию в среднем и теряет заряженная частица.

Чтобы учесть все электроны с данным параметром удара, рассмотрим кольцевой цилиндр, ось которого совпадает с траекторией частицы, а боковая поверхность проходит через точку, где находится электрон (рис. 52).

Если число электронов в 1 $см^3$ вещества равно n_e, то между стенками цилиндров радиусов b и $b+db$, т. е. в объеме $2\pi b db$

(единичной длины), будет находиться $2\pi n_e b db$ электронов. В результате взаимодействия с ними заряженная частица на длине dx потеряет энергию

$$-\frac{dE}{dx}db = \frac{4\pi n_e Z^2 e^4}{m_e v^2} \cdot \frac{db}{b}. \qquad (66)$$

Для получения полных ионизационных потерь нужно проинтегрировать (66) по всем возможным значениям параметра удара от минимального $b_{\text{мин}}$ до максимального $b_{\text{макс}}$, что дает

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi n_e Z^2 e^4}{m_e v^2} \ln \frac{b_{\text{макс}}}{b_{\text{мин}}} \text{ эрг/см}. \qquad (67)$$

Пределы $b_{\text{мин}}$ и $b_{\text{макс}}$ выбирают из физических соображений по-разному в релятивистском и нерелятивистском случаях. Так как они входят под знак логарифма, то особая точность в их определении не требуется. При классическом рассмотрении значение $b_{\text{мин}}$ определяется исходя из максимальной энергии, которая может быть передана электрону в атоме. Такая максимальная энергия передается при лобовом столкновении и равна $\Delta E_{\text{макс}}=2m_e v^2$. Подставив это значение в (65), получим

$$(b_{\text{мин}})_{\text{клас}} \approx \frac{Ze^2}{m_e v^2}.$$

Учет квантовомеханических эффектов приводит к несколько иному выражению

$$(b_{\text{мин}})_{\text{квант}} \approx \frac{\hbar\sqrt{1-\beta^2}}{m_e v}, \text{ где } \beta = \frac{v}{c}.$$

Предел $b_{\text{макс}}$ определяется из энергии связи электрона в атоме, ибо при передаче энергии, меньшей характерной энергии возбуждения атома, возбуждение его вообще не произойдет.

В релятивистском случае нужно учесть, что поле падающей частицы сжимается в направлении движения, а величина $E_{\text{н}}$ увеличивается в γ раз, где $\gamma=\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$. Это приводит к тому, что энергия будет передаваться также и более удаленным электронам

$$(b_{\text{макс}})_{\text{релят}} = \frac{h\nu}{\bar{I}\sqrt{1-\beta^2}},$$

где $\bar{I}$ — средний ионизационный потенциал атомов поглощающего вещества.

Точный подсчет дает окончательно для ионизационных потерь энергии тяжелой частицей

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{иониз}} = \frac{4\pi e^4 Z^2 n_e}{m_e v^2}\left[\ln\frac{2m_e v^2}{\bar{I}} - \ln(1-\beta^2) - \beta^2\right] \text{ эрг/см}, \qquad (68)$$

Если через вещество проходит не тяжелая частица, а электрон ($Z=1$), то формула (68) немного изменится, так как сам электрон будет отклоняться в процессе взаимодействия от своего первоначального направления и, кроме того, возникнут так называемые обменные эффекты, имеющие квантовую природу.

В этом случае выражение для удельных потерь будет

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{иониз}} = \frac{2\pi e^4 n_e}{m_e v^2}\left[\ln\frac{v^2 m_e T_e}{2I^2(1-\beta_2)} - \right.$$

$$\left. -\ln 2\,(2\sqrt{1-\beta^2}-1+\beta^2)+1-\beta^2\right], \qquad (69)$$

где T_e — кинетическая энергия электрона.

Графически зависимость удельных ионизационных потерь от энергии тяжелых частиц имеет вид, показанный на рис. 53. Рассмотрим физический смысл отдельных членов выражения (68) и поясним ход кривой.

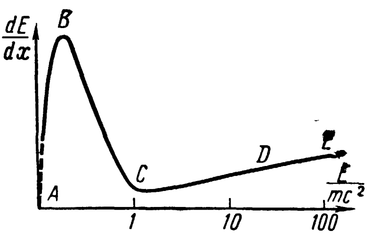

Рис. 53. Зависимость ионизационных потерь от энергии для тяжелых частиц

Начальный участок AB. В этом случае выведенной формулой пользоваться нельзя, так как при малых энергиях импульс налетающей частицы сравним с импульсом орбитального движения электронов. Поэтому траекторию налетающей частицы в процессе взаимодействия нельзя считать прямолинейной, и, кроме того, эта частица не может передать необходимую для возбуждения атома энергию.

Участок BC. Здесь в основном действует закон $1/v^2$. По мере увеличения скорости частицы сама сила $F_н$ не меняется, но меняется время взаимодействия, а следовательно, меняется и импульс силы, и передаваемая энергия.

По мере приближения v к скорости света уменьшение $\frac{dE}{dx}$ становится все более медленным, и при скоростях $v \sim c$ величина $\frac{dE}{dx}$ принимает минимальное значение; далее наблюдается логарифмический рост потерь.

Участок CD. Слабый подъем обусловлен эффектом лоренцевского сжатия поля, из-за которого энергия передается все более и более далеким электронам ($E_н$ увеличивается в γ раз).

Участок DE. При дальнейшем увеличении энергии, когда параметр $b_{макс}$ больше расстояний между атомами, рост потерь ограничивается из-за того, что действующая на далекий электрон сила уменьшена возникающей под действием поля частицы поляризацией среды. Эта сила в ε раз меньше, чем в пустоте (ε — диэлектрическая проницаемость среды). На этом участке формула (68) уже несправедлива. С другой стороны, при далеких соударениях возникает новое физическое явление — так называемое излучение Вавилова—Черенкова, приводящее к дополнительным потерям энергии.

Из формулы (68) можно сделать основной вывод, что удельные потери энергии на ионизацию атомов:

пропорциональны квадрату заряда движущейся частицы $(Ze)^2$,
пропорциональны концентрации электронов в среде n_e,
являются функцией скорости $f(v)$ и
не зависят от массы налетающей частицы M, т. е.

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}} \approx (Ze)^2 n_e f(v). \qquad (70)$$

Так как величина удельных ионизационных потерь зависит от скорости и заряда частицы, то при одной и той же энергии удельные ионизационные потери для электрона будут во много раз меньше, чем для протона или α-частицы. Например, при энергиях порядка нескольких *Мэв* ионизационные потери электрона примерно в 10 000 раз меньше, чем у α-частиц. Именно поэтому у α-частиц и электронов такая различная проникающая способность: α-частица в воздухе проходит всего лишь несколько сантиметров, прежде чем замедлится до тепловых скоростей, тогда как путь электрона такой же энергии измеряется десятками метров.

На наблюдении ионизации основан один из самых распространенных методов определения энергии медленных заряженных частиц. Определяется число пар ионов, создаваемых частицей на полном ее пути в веществе, и если известна средняя энергия $\bar{E}$, необходимая для образования одной пары ионов, то можно найти полную энергию частицы. Для α-частицы, например, с энергией 1 *Мэв* в воздухе $\bar{E}=35$ *эв*.

Простой вид зависимости $\frac{dE}{dx}$ от параметров частицы и среды позволяет легко пересчитывать ионизационные потери, если нужно перейти к другим частицам и средам. Например, если известны потери на ионизацию протона массы m_p как функция его энергии, то в области справедливости формулы (68) величина dE/dx может быть найдена при такой же энергии и для любой другой единично заряженной частицы с массой M путем умножения значения потерь энергии на величину отношения масс M/m_p.

Действительно, согласно (66) потери энергии на ионизацию не зависят от массы частицы, но обратно пропорциональны квадрату ее скорости. Поэтому при равных энергиях они и будут пропорциональны значениям масс.

В релятивистском случае потери энергии, как уже говорилось, пропорциональны логарифму квадрата скорости, и поэтому при одинаковых энергиях различие по массам в 2000 раз меняет ионизационную способность лишь в два раза.

Подобный пересчет может быть сделан и для падающих частиц с другим зарядом.

Пробег заряженных частиц в веществе. Под пробегом частицы R в каком-нибудь веществе понимается толщина слоя этого вещества, которую может пройти частица с энергией E_0 до полной остановки, если направление ее движения было перпендикулярно поверхности слоя.

По существу эта величина более или менее определенна лишь для тяжелых частиц, путь которых практически является прямой линией; и по этой причине разброс в величине пробега для частиц одинаковой энергии невелик. У легких частиц, например у электронов малых энергий, вероятность рассеяния велика и поэтому понятие *пути* и понятие *пробега* для них не совпадают. По измеренному пробегу частицы в среде можно определять ее энергию, или, зная зависимость величины пробега от энергии, определять массу частицы.

Для данной среды и для частицы с зарядом Ze величина удельных потерь $\frac{dE}{dx}$ является функцией только скорости, а следовательно, у частицы с известной массой — функцией только кинетической энергии

$$\frac{dE}{dx} = f(E).$$

Зная вид функции $f(E)$, можно найти и полный пробег частицы

$$R = \int_0^R dx = \int_0^{E_0} \frac{dE}{dE/dx} = \int_0^{E_0} \frac{dE}{f(E)}. \tag{71}$$

Для нерелятивистских энергий ($v \ll c$) можно записать

$$\frac{dE}{dx} = \frac{d}{dx}\left(\frac{mv^2}{2}\right) = mv\frac{dv}{dx}; \tag{72}$$

$$f(E) = A\frac{(Ze)^2}{v^2}. \tag{73}$$

Подставив (72) и (73) в (71) и произведя интегрирование, получим

$$R \approx \text{const}\,\frac{mv^4}{(Ze)^2}. \tag{74}$$

Из этого соотношения следует, что:

1) при равных скоростях пробеги заряженных частиц в веществе пропорциональны массам этих частиц и обратно пропорциональны квадратам зарядов:

$$R_1 : R_2 = \frac{m_1}{Z_1^2} : \frac{m_2}{Z_2^2};$$

2) при равных энергиях частиц их пробеги обратно пропорциональны массам:

$$R_1 : R_2 = \frac{m_2}{m_1} \cdot \frac{Z_2^2}{Z_1^2}.$$

Пробеги заряженных частиц часто выражают в *г/см*^{2}.

$$R\ (г/см^2) = x\ (см)\ \rho\ (г/см^3)$$

и пользуются выражением удельных потерь в форме:

$$\frac{dE}{dR} = \frac{dE}{dx} \cdot \frac{1}{\rho}.$$

Измерять пробеги в *г/см*^{2} удобно, потому что удельные ионизационные потери в легких веществах, рассчитанные на *г/см*^{2}, одинаковы в разных средах. Действительно, мы видели, что $\frac{dE}{dx} \sim n_e$ и, следовательно,

$$\frac{dE}{dR} = \frac{dE}{dx} \cdot \frac{1}{\rho} \sim n_e \frac{1}{\rho}.$$

Однако число электронов, содержащихся в 1 *см*^{3} вещества, равно

$$n_e = \frac{\rho N_0 Z_я}{A},$$

где N_0 — число Авагадро, A — атомный вес вещества.

Так как у легких элементов $Z_я \approx \frac{1}{2} A$, то в слое любого легкого вещества толщиной 1 *г/см*^{2} будет содержаться примерно $N_0/2$ электронов:

$$n_e = \frac{N_0}{2}\ \rho,$$

а это означает, что

$$\frac{dE}{dR} \approx \text{const}.$$

Для однозарядных релятивистских частиц

$$\frac{dE}{dR} \approx 2\ Мэв \cdot г^{-1} \cdot см^{-2} \tag{75}$$

и слабо убывает с ростом Z вещества.

На основании формулы для пробега чистиц (74), примененной к однородному пучку, который проходит слой поглотителя без рассеяния, можно построить зависимость числа частиц, прошедших через поглотитель, от толщины слоя. Эта кривая изображена на рис. 54. Для монохроматического пучка α-частиц она удовлетворительно совпадает с экспериментом (пунктир). Конечный участок

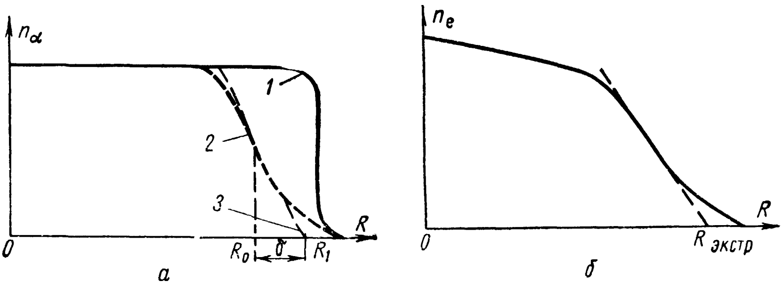

Рис. 54. Зависимость числа моноэнергетических частиц, прошедших поглотитель, от его толщины: *а* — α-частиц; *б* — электронов

экспериментальной кривой не вертикален, а имеет небольшой наклон вследствие статистического характера процесса потери энергии. Частицы теряют свою энергию в очень большом, но конечном числе отдельных актов. Флуктуации подвержено как число таких актов на единицу длины, так и потери энергии в каждом отдельном акте. В соответствии с этим и пробеги α-частиц испытывают статистические флуктуации. Однако величина разброса пробегов ($\delta = R_1 - R_0$) незначительна и составляет приблизительно 1% от полного пробега для α-частиц с энергией 5 *Мэв* (масштаб на рис. 54, *а* не соблюден).

Поэтому по пробегу α-частицы можно с хорошей степенью точности определять их энергию. Электроны же испытывают в веществе многократное рассеяние, направление их движения часто меняется и только в наиболее благоприятных случаях электроны проходят максимальное расстояние в поглотителе в направлении, перпендикулярном к его поверхности. Кривая поглощения коллимированного пучка моноэнергетических электронов имеет вид, отличный от аналогичной кривой для α-частиц (рис. 54, *б*). Поэтому энергию электронов нельзя определять по пробегу, а надо измерять полную ионизацию, произведенную ими в веществе.

§ 23. КУЛОНОВСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЧАСТИЦ С ЯДРАМИ (УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ)

Механизм кулоновского взаимодействия частиц с ядрами в общих чертах тот же, что и при ионизационном торможении. Можно показать, что при пролете заряженной частицы через атом, в непосредственной близости от ядра, передача энергии ядру за счет кулоновских сил будет невелика. Несмотря на то что теперь