

Полный коэффициент поглощения γ -квантов нетрудно измерять, пользуясь формулой (8.40). А зная коэффициент поглощения, по кривым на рис. 8.9 можно определить энергию монохроматического пучка γ -квантов. Так как одному и тому же значению коэффициента поглощения могут соответствовать две различные энергии, то измерение обычно приходится проводить на двух различных материалах. Следует также учитывать, что для применимости формулы (8.40) необходимо, чтобы размеры поглотителя были малы по сравнению с расстояниями от поглотителя до источника и до детектора. Кроме того, даже в условиях хорошей геометрии эксперимента формула (8.40) может нарушаться за счет различных вторичных процессов, рассматриваемых в следующем параграфе.

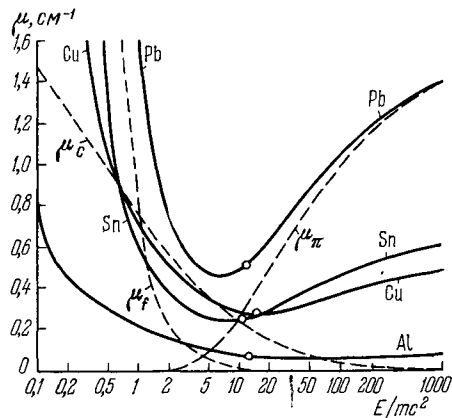


Рис. 8.9. Зависимость полного коэффициента μ поглощения фотонов от энергии в различных веществах.

§ 5. Другие механизмы взаимодействия ядерных частиц с веществом

1. В предшествующих трех параграфах были изложены основные механизмы взаимодействия заряженных частиц и γ -квантов с веществом. На практике в подавляющем большинстве случаев именно этими механизмами определяется процесс прохождения частиц. Однако в отдельных случаях важное значение приобретают некоторые другие механизмы. Кроме того, часто оказываются существенными разного рода вторичные процессы, сопровождающие прохождение. Этот круг вопросов и будет рассмотрен в настоящем параграфе.

2. Заряженные частицы, проходя через вещество, испытывают кулоновские столкновения не только с электронами, но и с ядрами. Потери энергии $(-dE/dx)_{\text{яд. кул}}$ за счет таких столкновений описываются формулой типа (8.11) с учетом отличия массы и заряда ядра от соответствующих величин для электрона:

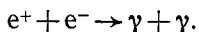
$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{яд. кул.}} = \frac{4\pi z^2 Z^2 e^4 N}{v^2 M_{\text{ядро}}} \ln \frac{b_{\text{max}}}{b_{\text{min}}} = \frac{mZ}{AM_p} \frac{4\pi z^2 e^4 n}{v^2 m} \ln \frac{b_{\text{max}}}{b_{\text{min}}}, \quad (8.48)$$

где $N = n/Z$ — число ядер в единице объема, M_p — масса протона. Множитель mZ/AM_p имеет порядок $1/4000$, так что ядерные кулонов-

ские потери в несколько тысяч раз меньше ионизационных. Однако иногда этот малый эффект может оказаться существенным из-за его качественного своеобразия. Именно, из-за большой массы ядра кулоновское рассеяние на нем может идти на большие углы (даже назад). Напомним, что Резерфорд в своих классических опытах именно по кулоновскому рассеянию α -частиц назад сделал вывод о существовании атомных ядер.

3. Протоны, пионы и большинство других заряженных частиц, кроме электронов и мюонов, начиная с энергий 20—30 МэВ, способны вступать в сильное взаимодействие с ядрами. Из-за короткодействия ядерных сил столкновения с их участием происходят в $Z (R_{\text{атомн}}/R_{\text{ядерн}})^2$, т. е. примерно в 10^{17} раз реже кулоновских столкновений с электронами. С другой стороны, если при единичном кулоновском столкновении с электроном частица лишь теряет очень малую энергию, то при ядерном столкновении частица почти всегда выбывает из пучка (либо рассеивается на большой угол, либо поглощается, либо превращается в другую частицу). Поэтому при прохождении пучка адронов достаточно высокой (> 20 МэВ) энергии через вещество уменьшается не только энергия первичных частиц, но и плотность их числа. Соответствующее уменьшение потока описывается коэффициентом поглощения $\mu_{\text{ядерн}}$. Величина $\mu_{\text{ядерн}}^{-1}$ в твердых телах и жидкостях имеет порядок десятков сантиметров. Это значит, что в среднем частица проходит в веществе десятки сантиметров, подвергаясь только ионизационному торможению. Это обстоятельство делает возможным рассмотрение действия приборов для регистрации частиц (см. следующую главу) без учета ядерных взаимодействий регистрируемых заряженных частиц. С другой стороны, при расчете радиационной защиты для релятивистских ускорителей и космических кораблей учет ядерных взаимодействий необходим.

4. При прохождении позитронов через вещество в дополнение к ионизационным и радиационным потерям возникают аннигиляционные потери за счет двухфотонной аннигиляции позитронов с электронами вещества (см. гл. VII, § 6)



Аннигиляционные потери сравнительно невелики. Они характерны тем, что приводят к возникновению аннигиляционных квантов даже в той области энергий налетающих частиц, где тормозное излучение практически отсутствует.

5. Скорость света c' в среде определяется формулой

$$c' = c/n, \quad (8.49)$$

где n — показатель преломления. Так как $n > 1$, то частица высокой энергии в среде может двигаться быстрее света. Такая сверхсветовая частица, если она заряжена, будет излучать свет даже при

неускоренном движении. Это излучение было открыто П. А. Черенковым в лаборатории С. И. Вавилова (1934). Теория этого явления создана И. Е. Таммом и И. М. Франком. Причина возникновения черенковского излучения та же, что и причина возникновения волн на воде от парохода или ударной волны в воздухе от пули.

Фронт волны черенковского излучения (рис. 8.10) является огибающей сферических волн, испущенных частицей. Эту огибающую, как легко видеть, можно провести только в том случае, если частица движется со скоростью v , большей скорости $c' = c/n$ света в среде. Отсюда следует, что при $v < c/n$ черенковское излучение отсутствует. Угол φ , под которым испускается черенковское излучение, легко найти из треугольника ABO (рис. 8.10):

$$\cos \varphi = \frac{AB}{AO} = \frac{c}{vn}. \quad (8.50)$$

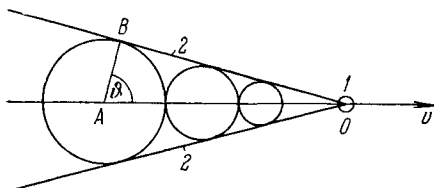


Рис. 8.10 Схема возникновения черенковского излучения

1 — «сверхсветовая» частица, 2 — фронт излучаемой волны; он направлен под углом φ к скорости частицы

Потери энергии частицы на черенковское излучение (разумеется, эти потери должны содержаться в найденных нами граничных потерях, см. § 2) имеют тот же порядок, что и радиационные.

По углу φ распространения излучения можно из (8.50) определять скорость частицы. Эта возможность используется в черенковских счетчиках (гл. IX, § 4).

6. Гамма-кванты с энергией примерно от 10 МэВ и выше могут вступать в неупругое взаимодействие с ядрами, выбивая из них протоны, нейтроны и другие частицы (см. гл. IV, § 11). Этот процесс (ядерный фотоэффект) вносит малый вклад в суммарный коэффициент поглощения, но характерен возникновением вторичных нейтронов.

7. Перейдем теперь к вторичным эффектам, сопровождающим действие основных механизмов взаимодействия заряженных частиц.

При тормозном излучении электронов возникает мощный вторичный поток γ -квантов, летящих преимущественно вперед. Так как проникающая способность γ -излучения значительно выше проникающей способности электронов, то это излучение необходимо учитывать, например, при расчете защиты.

При очень высоких энергиях (1 ГэВ и выше) первичных электронов или γ -квантов возникает новое явление — электронно-позитронные (или мягкие) ливни. Ливень развивается следующим образом. Первичная частица, например электрон, тормозясь в поле ядра, испускает γ -квант высокой энергии. Этот квант рождает электронно-позитронную пару на другом ядре. Электрон и позитрон

этой пары в свою очередь порождают по одному тормозному кванту и т. д. В результате энергия первичного электрона распределяется между большим количеством вторичных электронов, позитронов и квантов. Наконец, энергии отдельных электронов и позитронов уменьшаются настолько, что ионизационные потери начинают преобладать над радиационными, после чего ливень прекращается. Заметим, что все компоненты ливня летят практически в том же направлении, что и первичная частица, из-за ультрарелятивистского характера процесса (см. гл. VII, § 4). При наличии ливней поток частиц, попадая в вещество, сначала резко усиливается и, только пройдя некоторое расстояние, начинает падать.

При ядерном взаимодействии тяжелых заряженных частиц с ядрами возникает большое количество вторичных частиц. При энергии падающей частицы от 20 МэВ примерно до десятков — сотен МэВ вторичными частицами в основном являются нуклоны. При более высоких энергиях вторичный пучок в основном состоит из пионов. Все эти вторичные частицы (в особенности нейтроны) сильно осложняют расчет эффективной радиационной защиты для ускорителей и космических кораблей.

§ 6. Ионизирующее действие ядерных излучений и наведенная активность

1. Действие ядерных излучений на вещество в общих чертах состоит из следующих процессов. Во-первых, налетающие частицы, сталкиваясь с электронами, выбивают их, производя в веществе ионизацию (иногда возбуждение) атомов. Во-вторых, налетающие частицы достаточно высоких энергий при неупругом ядерном столкновении с ядрами могут частично разрушать ядра, например, выбивая из них протоны и нейтроны. Это ведет к появлению в веществе новых изотопов, в том числе новых элементов. Эти новые изотопы часто оказываются радиоактивными. В результате в веществе возникает *наведенная активность*. В-третьих, при выбивании электронов во многих веществах, особенно органических, могут разрушаться или, наоборот, возникать различные химические связи, что приводит к изменению химической структуры вещества. В-четвертых, при упругих столкновениях налетающих частиц с ядрами атомы вещества выбиваются из своих положений в кристаллической решетке в другие узлы или в междоузлия. В результате в решетке образуются разного рода дефекты, влияющие на различные физические свойства кристаллов.

Здесь мы рассмотрим только важные для самой ядерной физики процессы ионизации и появления наведенной активности. Воздействие излучений на химические и физические свойства вещества, а также биологическое действие излучений будут рассмотрены ниже в гл. XIII.