

однако, для столкновений, порождающих нестабильные частицы, уравнение (3) не может быть проверено с большой точностью, так как измерения кривизны траекторий лишь в редких случаях могут производиться с ошибкой менее 1%. Прямое экспериментальное подтверждение равенства зарядов  $\pm e$  или нулю с очень высокой точностью (с погрешностью менее  $10^{-15} e$ ) получено только для стабильных элементарных частиц: протона, нейтрона, электрона, фотонов и нейтрино.

#### 15.4. Время жизни

Распад нестабильных частиц сильно отличается от тех видов разрушения, или распада, которые мы обычно наблюдаем. Вероятность смерти в течение ближайшего часа выше для пожилого человека, чем для молодого; бактерия не испытывает деления непосредственно после своего рождения и делится только по истечении определенного времени; старый автомобиль сломается скорее, чем новый. Во всех этих случаях вероятность того или иного вида распада зависит, в частности, от предыстории объекта, имеющейся к данному моменту: объекты, просуществовавшие дольше, более склонны испытать то или иное разрушение. С другой стороны, бесспорным экспериментальным фактом является то обстоятельство, что вероятность распада элементарной частицы, или ядра любого радиоактивного изотопа, или, наконец, возбужденного атома или молекулы не зависит от продолжительности существования частицы. Свободный нейтрон нестабилен, но длительно существовавший нейтрон ничем не отличается от нейтрона, только что ставшего свободным. Предсказать момент распада заданной нестабильной частицы невозможно. Воспроизводимое значение имеет лишь среднее время жизни, установленное для большого числа частиц.

Вероятность  $P_{\Delta t}$  того, что с момента  $t$  частица распадется в течение ближайшего короткого промежутка времени  $\Delta t$ , равна произведению  $\Delta t$  на некоторую постоянную  $1/\tau$ , характерную для частицы, но не для ее предыстории:

$$P_{\Delta t} = \frac{\Delta t}{\tau}. \quad (11)$$

Говоря «короткий промежуток времени», мы подразумеваем, что  $\Delta t \ll \tau$ . Для большого числа частиц  $N$  число частиц, распадающихся за промежуток  $\Delta t$ , равно  $NP_{\Delta t}$ . Распад этих частиц изменяет число частиц на  $-\Delta t(dN/dt)$ . Отсюда, используя равенство (11), получаем

$$NP_{\Delta t} = \frac{N\Delta t}{\tau} = -\Delta t \frac{dN}{dt}, \quad \frac{dN}{dt} = -\frac{N}{\tau}. \quad (12)$$

Решение уравнения (12) имеет вид

$$N(t) = N_0 e^{-t/\tau}, \quad (13)$$

где  $N_0$  — число частиц в момент  $t=0$ .

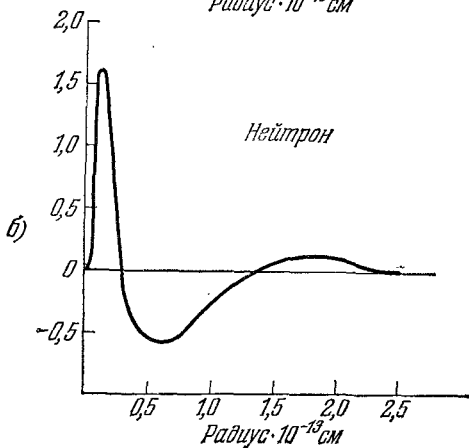
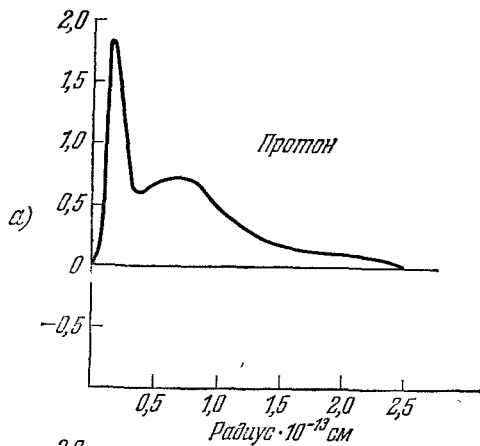
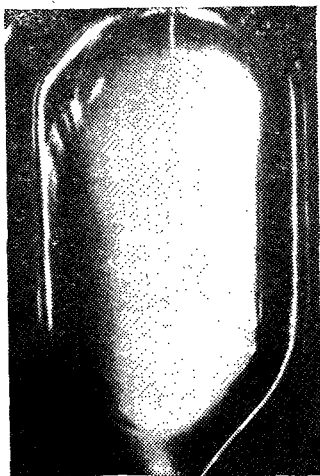


Рис. 15.12. Кривые радиального распределения заряда внутри протона (а) и нейтрона (б), считая от центра частицы. Ординаты пропорциональны заряду тонкой сферической оболочки радиусом  $r$ . Площадь под всей кривой распределения для протона равна заряду протона. Площадь, соответствующая всей кривой распределения для нейтрона, равна нулю. Данные получены в опытах по рассеянию электронов высоких энергий.

Рис. 15.13. Ранняя модель пузырьковой камеры, обнаруживающей треки частиц космического излучения в диэтиловом эфире. Камера была построена в Мичиганском университете. (Приведено с разрешения Д. Глезера)



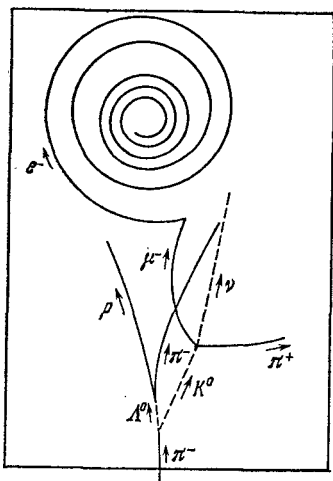
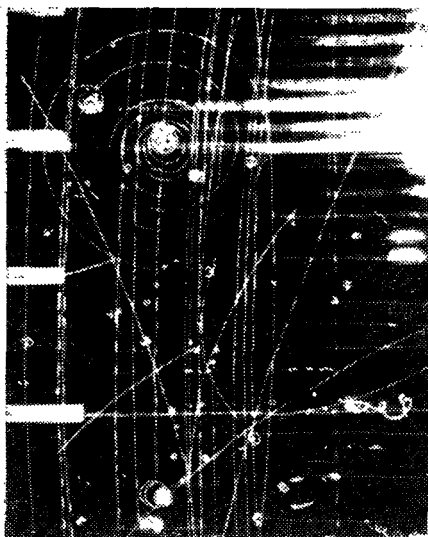


Рис. 15.14. Мезоны с «друзьями» в водородной пузырьковой камере. (Радиационная лаборатория им. Лоуренса)

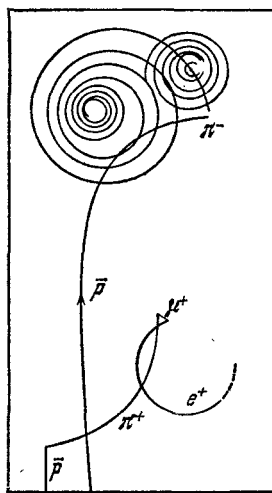
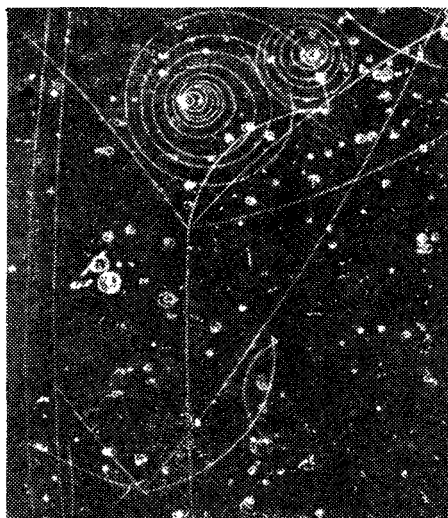


Рис. 15.15. Треки частиц в пузырьковой камере с жидким водородом. На правом рисунке соответствующими символами помечены два антипротона, вошедших в поле зрени снизу. Они оба соединяются внутри камеры с протонами. Помечены также некоторые продукты реакций. Обращают на себя внимание спиральные треки электронов и позитронов. (Радиационная лаборатория им. Лоуренса)

Величина  $\tau$  называется *средним временем жизни нестабильной частицы*; его принято относить к системе отсчета, связанной с распадающейся частицей. Вероятностный характер процессов распада, отражаемый уравнением (13), согласуется как с экспериментальными данными, так и с квантовомеханическими теоретическими выводами.

Многие из нестабильных частиц следуют нескольким схемам распада. Рассмотрим две схемы распада (нейтральной) частицы  $\Lambda$ :

$$\text{Схема А: } \Lambda \rightarrow p + \pi^- \quad (14)$$

$$\text{Схема В: } \Lambda \rightarrow n + \pi^0 \quad (15)$$

Вероятность того, что за ближайший малый промежуток времени  $\Delta t$  произойдет тот или иной из этих распадов, равна сумме вероятностей распадов по схемам А и В:

$$\left. \begin{aligned} P &= P_A + P_B, \\ P_A &= \frac{1}{\tau_A} \Delta t, \\ P_B &= \frac{1}{\tau_B} \Delta t. \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

При этом

$$-\Delta t \frac{dN}{dt} = PN, \quad (17)$$

или

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{1}{\tau} N \quad (18)$$

и

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_A} + \frac{1}{\tau_B}. \quad (19)$$

Из (18) видно, что число нераспавшихся к моменту  $t$   $\Lambda$ -частиц опять выражается простой показательной функцией, аналогичной выражению (13). Если бы нас интересовало только испускание  $\pi^-$ -мезонов из образца с  $\Lambda$ -частицами, то для числа  $\pi^-$ -мезонов, испускаемых за время  $\Delta t$ , мы получили бы  $P_A N$ , откуда скорость  $R^-$  испускания  $\pi^-$ -мезонов принимает вид

$$R^- = \frac{N_0}{\tau_A} e^{-t/\tau}. \quad (20)$$

Скорость  $R^0$  испускания  $\pi^0$ -мезонов равна

$$R^0 = \frac{N_0}{\tau_B} e^{-t/\tau}. \quad (21)$$

Скорость суммарного испускания определяется выражением

$$R = R^- + R^0 = \frac{N_0}{\tau} e^{-t/\tau} \quad (22)$$

с учетом выражения (19). Какой бы тип распада мы ни наблюдали, показательная функция будет одна и та же. Частица имеет только одно значение среднего времени жизни — независимо от числа различных типов ее распада и независимо от того, какой именно тип используется для количественного исследования распада.

Если не считать электростатического взаимодействия заряженных частиц, силы взаимодействия между элементарными частицами становятся малыми, когда расстояние между ними превышает  $2 \cdot 10^{-13}$  см. Поэтому даже при вылете продуктов распада нестабильной частицы со скоростью света требуется около  $(2 \cdot 10^{-13}/c) \approx \approx 10^{-23}$  сек, прежде чем распад можно считать безвозвратным и законченным.

Частица, распадающаяся за время, соизмеримое с  $10^{-23}$  сек, вряд ли заслуживает названия «частица». Такой промежуток времени потребовался бы для разделения разлетающихся частиц и в том случае, если бы они вовсе не были перед этим связаны в одной частице. Указанный промежуток времени ( $10^{-23}$  сек) составляет естественный эталон, по сравнению с которым распады можно в известном смысле подразделять на быстрые и медленные. Из приведенной выше таблицы видно, что все указанные там распады (за исключением распадов  $\pi^0$ -мезонов и  $\Sigma^0$ -барионов, сводящихся просто к испусканию фотона) в высшей степени медленны по сравнению с  $10^{-23}$  сек, причем средние времена жизни находятся в пределах от 17 мин (для нейтрона) до  $10^{-10}$  сек (для  $\Lambda$ - или  $\Sigma^{\pm}$ -барионов). Обычно, чем выше кинетическая энергия, имеющаяся для образования продуктов распада, тем быстрее распад. По сравнению с промежуток времени, достаточным для лабораторных измерений, даже долгоживущие частицы со средним временем жизни порядка  $10^{-10}$  сек существуют так недолго, что проблема изучения свойств этих нестабильных элементарных частиц требует специальных методов, аппаратуры и большой изобретательности.

## 15.5. Прочие характеристики

Масса, заряд и время жизни не исчерпывают измеримых величин, характеризующих свойства элементарных частиц, подобно тому как эти три величины не дают полной характеристики обычных макроскопических объектов. Они, однако, большей частью измеряются раньше других и в большинстве случаев служат единственными отличительными признаками той или иной элементарной частицы.

Большинство элементарных частиц может классифицироваться по особым группам (мультиплетам). Имеются, например, три пиона —  $\pi^+$ ,  $\pi^0$ ,  $\pi^-$  — почти одинаковой массы (см. таблицу) и поразитель-