энергии системы; она дает лишь сумму энергии покоя и кинетической энергии частиц.

В полную энергию необходимо ввести энергию взаимодействия между частицами. Оказывается, однако, что в релятивистской механике не существует понятия потенциальной энергии взаимодействия системы частиц. Действительно, потенциальная энергия взаимодействия частиц должна зависеть только от их положения. Если положение какой-либо частицы изменяется, то мгновенно должны измениться потенциальная энергия системы частиц и силы, действующие на отдельные частицы. Иными словами, понятие потенциальной энергии взаимодействия частицы связано с представлением о дальнодействии и не может быть введено в теории относительности. В общем случае написать выражение для энергии системы взаимодействующих частиц не представляется возможным. То же относится и к импульсу системы, который в теории относительности не является величиной, независимой от энергии.

Помимо систем, взаимодействующих путем столкновений, в специальной теории относительности можно найти приближенное выражение для взаимодействия заряженных частиц. Это будет сделано в § 25. Гравитационное взаимодействие тел рассматривается в общей теории относительности, изложение которой выходит за рамки нашей книги.

## § 16. Закон сохранения энергии — импульса в ядерной физике

Закон сохранения энергии — импульса и соотношение между массой и энергией не только нашли экспериментальное подтверждение, но стали основными положениями современной ядерной физики. Еще в первой работе Эйнштейна указывалось, что соотношение между массой и энергией может быть проверено экспериментально при изучении явлений радиоактивности. Действительно, характерной особенностью радиоактивного распада, как, впрочем, и всех остальных ядерных процессов, являются большое изменение энергии системы и высокие энергии образующихся ядерных частиц. Из всего многообразия ядерных процессов, в которых релятивистские эффекты играют существенную роль, в рамках этой книги мы должны ограничиться лишь самыми существенными или типичными.

Цель приведенных ниже примеров — показать, что соотношения релятивистской механики являются необходимой основой для подхода к изучению процессов, происходящих с атомными ядрами и элементарными частицами.

1. Реакции распада частиц. Ряд основных процессов, происходящих с атомными ядрами и элементарными ча-

стицами, заключается в реакциях объединения и распада частиц. Закон сохранения энергии и импульса накладывает существенное ограничение на возможные реакции. Рассмотрим реакцию распада одной частицы или тела на две части. Мы будем предполагать, что распад происходит самопроизвольно, т. е. в результате внутренних изменений в системе, без воздействия на нее внешних сил.

Пусть распадающаяся частица имеет массу $M$. В системе центра инерции импульс до распада равен нулю. Инвариант 4-вектора энергии и импульса равен

$$I = \mathbf{P}^2c^2 - E^2 = -M^2c^4.$$

После распада возникают части с массами $m_1$, $m_2$, импульсами $\mathbf{p}_1$, $\mathbf{p}_2$ и энергиями $E_1$, $E_2$.

В системе центра инерции полный импульс после распада равен нулю:

$$\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 = 0.$$

Инвариант $I$ можно написать в виде

$$I = (\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2)^2c^2 - (E_1 + E_2)^2 = -M^2c^4,$$

или

$$Mc^2 = E_1 + E_2.$$

Написав энергии $E_1$ и $E_2$ в виде

$$E_1 = m_1c^2 + E_{\text{кин}}^{(1)},$$

$$E_2 = m_2c^2 + E_{\text{кин}}^{(2)},$$

имеем

$$Mc^2 = (m_1 + m_2)c^2 + E_{\text{кин}}^{(1)} + E_{\text{кин}}^{(2)}. \tag{16,1}$$

Поскольку кинетические энергии частей, образовавшихся после распада, $E_{\text{кин}}^{(1)} > 0$ и $E_{\text{кин}}^{(2)} > 0$, из (16,1) следует, что самопроизвольный распад тела возможен только при выполнении неравенства

$$M > m_1 + m_2, \tag{16,2}$$

т. е. если его масса больше суммы масс покоя возникающих частей. Наоборот, в тех случаях, когда масса тела меньше, чем сумма масс возникающих частей, самопроизвольный распад тела невозможен. Для распада в этом случае необходим подвод энергии извне.

Пользуясь равенствами $E_1 = \sqrt{p_1^2c^2 + m_1^2c^4}$ и $E_2 = \sqrt{p_2^2c^2 + m_2^2c^4}$ и учитывая, что $p_1^2 = p_2^2$, можно легко найти энергии частиц, возникающих при распаде.

Именно, имеем

$$E_2^2 = p_2^2c^2 + m_2^2c^4 = E_1^2 + m_2^2c^4 - m_1^2c^4.$$

С другой стороны,

$$E_1^2 = (Mc^2 - E_2)^2,$$

откуда

$$E_1 = \frac{(M^2 - m_2^2 + m_1^2)c^2}{2M}, \quad E_2 = \frac{(M^2 - m_1^2 + m_2^2)c^2}{2M}.$$

2. Устойчивость атомных ядер. Полученные общие результаты позволяют внести ясность в важнейший вопрос об устойчивости атомных ядер.

Рассмотрим атомное ядро, состоящее из $Z$ протонов и $A - Z$ нейтронов (где $Z$ — атомный номер, $A$ — массовое число) и имеющее массу $M$. Протоны и нейтроны в ядре обладают весьма значительными кинетическими энергиями. Однако действующие между ними весьма мощные силы притяжения — ядерные силы, обеспечивают устойчивость всей системы как целого. Энергия покоя ядра $Mc^2$ слагается из энергии покоя всех входящих в него частиц $\sum m_ic^2$, и энергии внутреннего движения и ваимодействия частиц. Для того чтобы ядро было устойчивым и движение ядерных частиц не могло привести к его самопроизвольному развалу, необходимо, очевидно, чтобы было выполнено неравенство

$$Mc^2 < \sum m_ic^2. \tag{16,3}$$

Величина

$$\Delta mc^2 = \sum m_ic^2 - Mc^2, \tag{16,4}$$

именуемая энергией связи ядра, является мерой его устойчивости. Если, в частности, $\Delta mc^2$ отрицательна, ядро неустойчиво и самопроизвольно распадается на части.

Наряду с энергией связи мерой устойчивости ядра может служить величина

$$\Delta m = \sum m_i - M, \tag{16,5}$$

называемая дефектом массы. Для устойчивости ядра необходимо, чтобы дефект массы был положителен. Если дефект массы ядра положителен, то согласно (16,1) ядро устойчиво по отношению к распаду на образующие его частицы — протоны и нейтроны. Однако это не означает еще, что ядро является абсолютно устойчивым и может существовать неопределенно долго.

Допустим, что в результате распада ядра, например по схеме

$$M \to M_1 + M_2,$$

могут образовываться ядра с массами $M_1$ и $M_2$. Такой распад в принципе возможен, если атомные номера $Z_1$ и $Z_2$ и массовые числа $A_1$ и $A_2$ образующихся ядер удовлетворяют равенствам

$$Z_1 + Z_2 = Z; \quad A_1 + A_2 = A.$$

Пусть $\Delta m_1$ и $\Delta m_2$ — дефекты масс образующихся ядер. Если дефект массы исходного ядра $\Delta m$ меньше, чем сумма дефектов масс образующихся ядер, т. е.

$$\Delta m < (\Delta m_1 + \Delta m_2),$$

то система, возникающая после распада, обладает большей устойчивостью, чем исходная. Поэтому при $\Delta m < (\Delta m_1 + \Delta m_2)$ ядро, устойчивое по отношению к распаду на отдельные элементарные частицы, не является устойчивым по отношению к распаду на две части. В результате внутренних преобразований ядерных частиц, по прошествии некоторого промежутка времени, в ядре возникнет распадная конфигурация. Исходное ядро распадается на два ядра с массами $M_1$ и $M_2$.

В виде примера можно рассмотреть ядро $Be_4^8$. Это ядро имеет массу $M = 8{,}00785$, которая меньше, чем массы четырех протонов и четырех нейтронов $\sum m_i = 4 \cdot 1{,}008123 + 4 \cdot 1{,}00893 = 8{,}068212$. Поэтому ядро $Be_4^8$ устойчиво по отношению к распаду на отдельные протоны и нейтроны. Однако масса $Be_4^8$ больше, чем масса двух ядер $He_2^4$: $2M_{He} = 2 \cdot 4{,}00390 = 8{,}00780$ *аем*. Поэтому ядро $Be_4^8$ неустойчиво и должно самопроизвольно распадаться на две $\alpha$-частицы, что и имеет место фактически.

Наоборот, дефект массы ядра $Be_4^9$ не только положителен, но и превышает сумму дефектов масс всех ядер, на которые оно могло бы распадаться. Поэтому ядро $Be_4^9$ абсолютно устойчиво.

Зная массы всех изотопов, можно без труда определить их устойчивость по величинам дефектов масс.

За деталями отсылаем читателей к специальным руководствам.

3. Энергетический выход ядерных реакций. Применение закона сохранения энергии к ядерной реакции типа

$$A + B \to C + D,$$

где $A$ и $B$ — исходные ядра, а $C$ и $D$ — продукты реакции, позволяет найти энергетический выход реакции

$$Q=[(M_A+M_B)-(M_C+M_D)]c^2, \qquad (16,6)$$

если известны массы всех ядер.

В виде важного примера, на котором соотношения теории относительности могут быть проверены особенно наглядно, рассмотрим реакцию

$$\mathrm{Li}_3^7+\mathrm{H}_1^1 \rightarrow 2\mathrm{He}_2^4.$$

Массы всех фигурирующих в реакции ядер измерены с большой степенью точности. Именно,

$$M(\mathrm{Li}_3^7)=7{,}01822 \text{ аем},$$

$$M(H_1^1)=1{,}00812 \text{ аем}.$$

Полная начальная масса $= 8{,}02634$ *аем*. Полная конечная масса $= 2M(\mathrm{He}_2^4) = 2\cdot 4{,}00390 = 8{,}00780$ *аем*.

В результате реакции масса покоя частиц уменьшается на

$$\Delta m=0{,}0185 \text{ аем}.$$

Соответствующая энергия, представляющая кинетическую энергию двух $\alpha$-частиц, должна быть равна

$$E=\Delta mc^2=17{,}2 \text{ Мэв},$$

что с большой степенью точности совпадает с измеренными значениями энергии.

На этом примере видно, что масса покоя частиц не сохраняется.

В ходе реакции масса покоя, равная $\Delta m$, бесследно исчезает. Однако имеют место закон сохранения энергии

$$E_{\mathrm{Li}}+E_{\mathrm{H}}=2E_{\mathrm{He}}$$

и закон сохранения релятивистской массы

$$m_{\mathrm{Li}}(v)+m_{\mathrm{H}}(v)=2m_{\mathrm{He}}(v).$$

Приведенная реакция является лишь одним из примеров ядерных реакций, в которых не выполняется закон сохранения массы покоя.

4. Распад элементарных частиц. Целый ряд элементарных частиц оказываются неустойчивыми по отношению к реакции распада. Здесь невозможно обсудить все известные случаи реакций распада, и мы можем остановиться лишь на некоторых из них, наглядно иллюстрирующих важность применения законов сохранения к анализу реакций.

В качестве примера рассмотрим реакции распада заряженных и нейтрального мезонов. Как известно, обнаружено существование трех сортов $\pi$-мезонов: $\pi^+$ с положительным, $\pi^-$ с отрицательным зарядом и $\pi^0$ — нейтральный мезон. Их массы равны $273\, m_e$ для заряженных мезонов и $264\, m_e$ для нейтрального мезона. Заряд заряженных мезонов по абсолютной величине равен заряду электрона. Кроме $\pi$-мезонов, обнаружены два сорта $\mu$-мезонов — положительный $\mu^+$ и отрицательный $\mu^-$-мезон, с той же абсолютной величиной заряда и массой, равной 207 электронных масс.

Оказалось, что как $\pi$-, так и $\mu$-мезоны неустойчивы. Время жизни заряженных $\pi^\pm$-мезонов составляет $2{,}6\cdot 10^{-8}$ *сек*, нейтрального $\pi^0$-мезона — около $10^{-15}$—$10^{-16}$ *сек*. Как мы указывали ранее, $\mu^\pm$-мезоны имеют время жизни, равное $2\cdot 10^{-6}$ *сек*.

Совершенно ясно, что установление схемы распада всех этих частиц имеет фундаментальное значение для современной физики.

Начнем с распада заряженных $\pi$-мезонов. Заряженные $\pi^\pm$-мезоны распадаются на $\mu^\pm$-мезон и нейтрино $\nu$:

$$\pi^\pm \to \mu^\pm + \nu.$$

Нейтрино представляет незаряженную частицу с весьма малой массой покоя, которая, в отличие от фотонов, не вызывает на своем пути сколько-нибудь заметной ионизации атомов. Изучение этой реакции позволяет наиболее точно оценить массу покоя нейтрино[1]).

Именно, зная массы покоя $\pi$- и $\mu$-мезонов, можно найти кинетическую энергию $\mu$-мезона $E^\mu_{\text{кин}}$ в зависимости от массы покоя нейтрино.

В системе центра инерции до распада импульс $\pi$-мезона равен нулю. После распада полный импульс остается равным нулю, так что импульсы $\mu$-мезона и нейтрино равны по величине $p_\mu = p_\nu = p$ и обратны по направлению $(\mathbf{p}_\mu + \mathbf{p}_\nu) = 0$. Закон сохранения 4-вектора энергии импульса сводится к закону сохранения энергии

$$m_\pi c^2 = E^\mu + E^\nu,$$

или

$$m_\pi c^2 = (E^\mu_{\text{кин}} + m_\mu c^2) + \sqrt{p_\nu^2 c^2 + m_\nu^2 c^4},$$

или, поскольку в системе центра инерции $p_\nu = p_\mu$, имеем

$$m_\pi c^2 = (E^\mu_{\text{кин}} + m_\mu c^2) + \sqrt{p_\mu^2 c^2 + m_\nu^2 c^4}. \qquad (16{,}7)$$

[1]) О свойствах нейтрино см. § 137 ч. V.

Воспользуемся полезным тождеством

$$E_{\text{кин}} + mc^2 = \sqrt{p^2c^2 + m^2c^4},$$

или

$$E_{\text{кин}}^2 + 2mc^2E_{\text{кин}} = p^2c^2, \tag{16,8}$$

и перепишем (16,7) в виде

$$m_\pi c^2 = (E_{\text{кин}}^\mu + m_\mu c^2) + \sqrt{(E_{\text{кин}}^\mu)^2 + 2m_\mu c^2 E_{\text{кин}}^\mu + m_\nu^2 c^4}.$$

Возводя последнюю формулу в квадрат и пользуясь (16,7), находим для энергии $\mu$-мезона (отнесенной к системе центра инерции), который образовался при распаде $\pi$-мезона,

$$E_{\text{кин}}^\mu = \frac{(m_\pi c^2 - m_\mu c^2)^2 - m_\nu^2 c^4}{2m_\pi c^2}. \tag{16,9}$$

Кинетическая энергия $\mu$-мезона $E_{\text{кин}}^\mu$ измеряется по вызываемой им ионизации. Она оказывается имеющей всегда определенное значение. Из числового значения $E_{\text{кин}}^\mu$ вытекает, что в пределах точности опыта $m_\nu = 0$. Кроме того, фиксированная величина $E_{\text{кин}}^\mu$ означает правильность принятой схемы распада. Если бы при распаде появлялись две или более нейтральных частиц, то $E_{\text{кин}}^\mu$ не имела бы определенного значения, но зависела от распределения кинетической энергии между нейтральными частицами.

Именно последний случай реализуется при распаде $\mu$-мезонов, который идет по схеме

$$\mu^\pm \to e^\pm + 2\nu.$$

Здесь $e^-$ означает электрон, а $e^+$ — позитрон.

Теория позитронов будет подробно изложена в ч. V. Здесь укажем лишь, что позитрон имеет положительный заряд, по величине равный заряду электрона, и массу, равную массе электрона. Электрон, $\pi^-$-мезон и $\mu^-$-мезон, с одной стороны, позитрон, $\pi^+$-мезон и $\mu^+$-мезон, с другой стороны, образуют группы античастиц. Античастицы образуются парами и могут аннигилировать (сливаться), образуя $\gamma$-кванты[1].

Опыт показывает, что при реакции распада $\mu$-мезонов кинетическая энергия возникающих электронов или позитронов не имеет определенного значения, изменяясь от опыта к опыту.

Таким образом, ясно, что энергия, уносимая ускользающими от непосредственного наблюдения нейтральными частицами, может распределяться между ними разными способами. Это

[1] О свойствах элементарных частиц см. Ю. В. Новожилов, Элементарные частицы, Физматгиз, 1959 (популярное и очень хорошее изложение); Э. В. Шпольский, Атомная физика, т. II, Гостехиздат, 1951.

было бы невозможно при распаде по схеме, справедливой для $\pi$-мезонов, т. е. с вылетом одного нейтрино.

В среднем кинетическая энергия заряженной частицы равна $1/3$ полной энергии $\mu$-мезона. Остальные $2/3$ в среднем поровну распределяются между обоими вылетающими нейтрино.

Рассмотрим, наконец, распад $\pi^0$-мезона, который идет по схеме

$$\pi^0 \to \gamma + \gamma,$$

где $\gamma$ — гамма-квант. $\gamma$-кванты регистрируются по создаваемой ими ионизации. Наблюдается известная связь между углом разлета фотонов и их энергией. Эта связь может быть установлена из законов сохранения.

До распада инвариант 4-вектора энергии и импульса в системе, движущейся вместе с $\pi^0$-мезоном, сводится к

$$I = -m_\pi^2 c^4,$$

поскольку в этой системе полный импульс равен нулю.

После распада в лабораторной системе $I$ равно

$$I = (\boldsymbol{p}_1 + \boldsymbol{p}_2)^2 c^2 - (E_1 + E_2)^2,$$

где $\boldsymbol{p}_1$, $\boldsymbol{p}_2$, $E_1$ и $E_2$ — импульсы и энергии двух фотонов. Поэтому можно написать

$$-m_\pi^2 c^4 = (\boldsymbol{p}_1 + \boldsymbol{p}_2)^2 c^2 - (E_1 + E_2)^2$$

или, поскольку масса покоя фотонов равна нулю,

$$m_\pi^2 c^4 = (p_1 + p_2)^2 c^2 - (\boldsymbol{p}_1 + \boldsymbol{p}_2)^2 c^2 = 2p_1 p_2 c^2 (1 - \cos\varphi) = 4 p_1 p_2 c^2 \sin^2\frac{\varphi}{2},$$

где $\varphi$ — угол между направлениями полета фотонов.

Следовательно,

$$\sin\frac{\varphi}{2} = \frac{m_\pi c^2}{2\sqrt{E_1 E_2}}. \tag{16,10}$$

Зависимость угла разлета от энергии фотонов хорошо согласуется с наблюдающейся экспериментально.

5. Образование пар электрон — позитрон $\gamma$-квантами и электронами и аннигиляция пар. Опытное обнаружение теоретически предсказанных явлений образования пар электрон — позитрон и их аннигиляции с образованием $\gamma$-квантов явилось основным подтверждением правильности релятивистской квантовой механики, с которой читатель ознакомится в ч. V книги. Вместе с тем, явления образования пар и их аннигиляции служат хорошей иллюстрацией соотношений теории относительности.

Рассмотрим прежде всего вопрос о возможности образования пары электрон — позитрон $\gamma$-квантом в вакууме. Пусть $\gamma$-квант с энергией $E = pc$ создает электрон и позитрон. Нетрудно видеть, что такой процесс несовместим с законами сохранения. Действительно, если фотон создает пару электрон — позитрон с минимальной возможной энергией — энергией покоя и импульсом, равным нулю, то он имеет энергию $E = 2mc^2$ и импульс $p = \frac{E}{c} > 0$, где $m$ — масса электрона. Если импульс пары отличен от нуля, то всегда можно перейти к системе центра инерции, где он равен нулю, и наше рассуждение справедливо.

Таким образом, импульс отличен от нуля до образования пары и равен нулю после ее образования. Это явно противоречило бы закону сохранения импульса, и подобный процесс невозможен. Образование пар может происходить только при наличии третьего тела, обычно атомного ядра, принимающего на себя избыток импульса. Поскольку при этом ядро принимает на себя также и некоторую часть энергии, энергетический порог реакции образования пары $\gamma$-квантом лежит выше $2mc^2$. Пороговая энергия $\gamma$-кванта определяется требованием, чтобы все частицы — электрон, позитрон и ядро — имели в системе центра инерции импульс, равный нулю.

Для нахождения этого порога найдем инвариант 4-вектора энергии и импульса.

До реакции имелся $\gamma$-квант с пороговой кинетической энергией $E_{\text{пор}}$, импульсом $p = \frac{E_{\text{пор}}}{c}$ и покоящееся ядро с массой $M$; после реакции — пара электрон — позитрон и ядро, принявшее на себя часть импульса и энергии.

Значение инварианта 4-вектора энергии и импульса до реакции

$$I = \left(\frac{E_{\text{пор}}}{c}\right)^2 c^2 - (E_{\text{пор}} + Mc^2)^2.$$

Значение инварианта после реакции можно взять в любой системе координат, в том числе в системе центра инерции. Достоинством последней является то, что в ней полный импульс всех частиц равен нулю и значение инварианта сводится к величине

$$I = -(Mc^2 + 2mc^2)^2.$$

Таким образом, имеем

$$(Mc^2 + E_{\text{пор}})^2 - E_{\text{пор}}^2 = (Mc^2 + 2mc^2)^2,$$

откуда для пороговой энергии $\gamma$-кванта находим

$$E_{\text{пор}} = 2mc^2\left(1 + \frac{m}{M}\right). \qquad (16,11)$$

Совершенно аналогичным образом может быть найдена пороговая энергия других процессов образования электронно-позитронных пар, например, при соударении двух электронов.

Процесс, являющийся обратным процессу образования пар $\gamma$-квантами, носит название аннигиляции пар. При аннигиляции происходит слияние электрона и позитрона с образованием $\gamma$-квантов. Изложение сущности этого процесса с точки зрения современной квантовой теории будет кратко дано в ч. V. Процесс аннигиляции происходит обычно при малых значениях кинетической энергии позитрона. Поэтому разность энергий начального и конечного состояний составляет

$$\Delta E = mc^2 - (-mc^2) = 2mc^2 = 1{,}02 \text{ } Мэв.$$

Одновременное сохранение энергии и импульса требует, чтобы эта энергия излучилась в виде (по меньшей мере) двух $\gamma$-квантов, вылетающих в противоположных направлениях и имеющих энергию 0,51 *Мэв* каждый.

6. В ряде опытов было установлено, что аннигиляция позитронов действительно сопровождается таким излучением. Явление аннигиляции позитронов служит одним из наиболее эффектных подтверждений соотношения между массой и энергией. Следует заметить, что процесс аннигиляции иногда неправильно трактуют как «превращение материи в энергию» или как «исчезновение частиц». Совершенно ясно, что возникающие при аннигиляции позитрона $\gamma$-кванты так же материальны, как и частицы электрон или позитрон.

В § 13 мы обсудили уже вопрос о свойствах массы покоя и законах сохранения в теории относительности и видели, что превращение частиц с массой покоя, отличной от нуля, в частицы, не имеющие массы покоя, никоим образом не может рассматриваться как исчезновение частиц или превращение массы в энергию.

6. В качестве последнего примера использования законов сохранения в ядерной физике рассмотрим определение энергетического порога реакции образования $\pi$-мезона при столкновении протона с протоном:

$$\mathrm{H}_1^1 + \mathrm{H}_1^1 \to D_1^2 + \pi^+,$$

где $\pi^+$ — положительный $\pi$-мезон с массой $m_\pi$.

Напишем значение инварианта $E^2 - p^2c^2$ до и после столкновения. До столкновения

$$(E_{\text{пор}} + 2Mc^2)^2 - p^2c^2 = (E_{\text{пор}} + 2Mc^2)^2 - E_{\text{пор}}(E_{\text{пор}} + 2Mc^2).$$

При этом мы считали, что один из протонов покоится до соударения и воспользовались формулой (16,8). Если налетающий протон имеет пороговую энергию, то образующиеся в результате реакции частицы, дейтрон и $\pi$-мезон, имеют минимальную возможную энергию — энергию покоя (в системе ц. и.). В системе центра инерции можно написать

$$E^2 - p^2c^2 = (2Mc^2 + m_\pi c^2)^2.$$

Из сохранения инварианта $(E^2 - p^2c^2)$ имеем

$$(E_{пор} + 2Mc^2)^2 - E_{пор}(E_{пор} + 2Mc^2) = (2Mc^2 + m_\pi c^2)^2,$$

откуда пороговое значение кинетической энергии

$$E_{пор} = \frac{\left[(2M + m_\pi)^2 - 4M^2\right]c^2}{2M} = \frac{\left(4m_\pi M + m_\pi^2\right)c^2}{2M} =$$
$$= m_\pi c^2\left(2 + \frac{m_\pi}{M}\right) = 292 \text{ Мэв}. \quad (16,12)$$

Значение $E_{пор}$ хорошо согласуется с измеренной величиной.

Приведенные примеры носят чисто иллюстративный характер, и в них нарочито затронуты разнообразные вопросы ядерной физики. Они, однако, показывают, что во всех ядерных процессах, при которых приходится учитывать достаточно значительные изменения энергии системы, законы теории относительности и, в частности, соотношение между массой и энергией играют фундаментальную роль.

## § 17. Теория столкновений релятивистских частиц. Эффект Комптона

Большое значение для ядерной физики имеет теория столкновений релятивистских частиц. При отсутствии ядерных реакций между сталкивающимися частицами взаимодействие между ними можно с достаточной степенью точности считать упругим соударением (т. е. происходящим без изменения внутреннего состояния ядерных частиц). Это относится, в частности, к столкновениям элементарных частиц между собой, например, мезонов, протонов или фотонов с электронами.

Мы рассмотрим прежде упругие соударения частиц с массой покоя, отличной от нуля. Предположим, что быстрая частица с массой $\mu$ и импульсом $p$ сталкивается со второй частицей, имеющей массу $m$. Мы будем считать вторую частицу неподвижной и свободной. Такое приближение законно при достаточно большой скорости налетающей частицы. После столкновения первоначально неподвижная частица будет двигаться с импульсом $p_1$, направленным под углом $\varphi$ к импульсу налетевшей частицы. Последняя при этом отклонится от первона-