

НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА. ДЕЛЕНИЕ АТОМНЫХ ЯДЕР

§ 1. Открытие нейтрона. Его свойства

1. Среди множества элементарных частиц нейтрон занимает в ядерной физике почти такое же исключительное положение, как электрон в электронике. Благодаря своей электрической нейтральности нейтрон любой энергии легко проникает в ядро и вызывает разнообразные ядерные превращения. Именно поэтому ядерные реакции под действием нейтронов сыграли колоссальную роль в развитии ядерной физики. По этой же причине с нейтронной физикой связаны многочисленные и, пожалуй, важнейшие применения ядерной физики в других науках и в технике. Именно прикладное значение нейтронной физики вынудило нас выделить ее в отдельную главу.

2. В 1930 г. В. Боте и Г. Беккер обнаружили, что  $\alpha$ -частицы, вылетающие при распаде полония, действуя на легкие элементы, особенно на бериллий, приводят к возникновению сильно проникающего излучения. Как мы видели в гл. VIII, сильно проникающими могут быть только нейтральные частицы. В 1930 г. из элементарных частиц были известны лишь протон, электрон и  $\gamma$ -квант. В то время рождение пар еще не было открыто, а экспериментальное исследование коэффициента поглощения  $\mu$   $\gamma$ -лучей (см. гл. VIII, § 4) было проведено лишь до энергий в несколько МэВ, при которых влияние рождения пар несущественно. Поэтому теоретические расчеты для  $\mu$  хорошо согласовывались с опытными данными, даже без учета рождения пар. Ф. Жолио и Ирен Кюри, продолжившие исследование Боте и Беккера, экстраполировали имевшуюся в те времена теоретическую кривую (пунктир на рис. 10.1) до пересечения с экспериментальным значением коэффициента поглощения нового излучения и пришли к выводу, что они имеют дело с  $\gamma$ -квантами фантастической по тем временам энергии 50 МэВ.

Здесь ярко проявился тот факт, что события в микромире недоступны прямому наблюдению. Только из-за этого были спутаны две столь непохожие друг на друга частицы: частица с нулевой массой покоя, движущаяся со скоростью света, и тя-

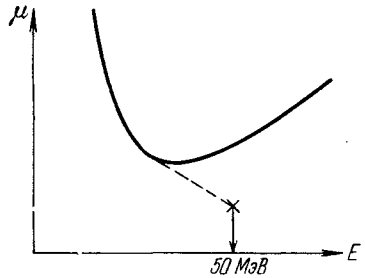


Рис 10.1. Коэффициент поглощения  $\gamma$ -квантов.

Сплошная кривая — с учетом всех процессов поглощения; пунктирная кривая — без учета рождения пар; крестиком отмечен коэффициент поглощения, найденный Ф. Жолио и И. Кюри для нового излучения.

желая медленная частица. Вскоре Жюлио и Кюри отметили новое загадочное явление: если между источником и ионизационной камерой ставился тонкий поглотитель, содержащий атомы легких элементов, то ток в камере возрастал. Причиной возрастания тока оказалось выбивание протонов исследуемым излучением (это было видно по трекам в камере Вильсона). Но для того чтобы выбивать протоны мегаэлектронвольтных энергий,  $\gamma$ -кванты должны были иметь неправдоподобную энергию порядка 50 МэВ. Зная, что выбивание производилось не фотонами, а нейтронами, легко понять, откуда получилась цифра 50 МэВ. Для выбивания нужен определенный импульс; при одном и том же импульсе  $p$  нейтрон имеет кинетическую энергию  $E_n = p^2/2M$ , а фотон  $E_\gamma = pc$ . Отношение этих энергий равно

$$\frac{E_n}{E_\gamma} = \frac{1}{2} \frac{p}{Mc} = \frac{1}{2} \frac{v_n}{c}. \quad (10.1)$$

Поэтому если нейтрон нерелятивистский, то при одном и том же импульсе энергия фотона во много раз больше энергии нейтрона.

Дж. Чэдвик первый предположил, что новое проникающее излучение состоит не из фотонов, а из тяжелых нейтральных частиц, которые он назвал нейтронами. Он же определил массу нейтрона, сравнивая энергии и импульсы ядер отдачи водорода и азота. Действительно, если написать законы сохранения энергии и импульса для столкновения нейтрона с протоном и с ядром азота, то мы получим четыре уравнения

$$\begin{aligned} p_n &= p'_n + p, & \frac{p_n^2}{2M_n} &= \frac{p'^2}{2M_n} + \frac{p^2}{2M_p}, \\ p_n &= p''_n + p_A, & \frac{p_n^2}{2M_n} &= \frac{p''^2}{2M_n} + \frac{p_A^2}{2M_A}. \end{aligned} \quad (10.2)$$

Здесь  $p_n$ ,  $p'_n$ ,  $p''_n$  — импульсы нейтрона ( $p_n$  — до столкновения,  $p'_n$  — после столкновения с протоном и  $p''_n$  — после столкновения с ядром азота);  $p$  — импульс протона отдачи,  $p_A$  — импульс ядра азота;  $M_n$ ,  $M_p$ ,  $M_A$  — массы нейтрона, протона и ядра азота. Незвестных величин здесь четыре ( $p_n$ ,  $p'_n$ ,  $p''_n$ ,  $M_n$ ), т. е. столько же, сколько и уравнений. Поэтому, измерив импульсы протонов и ядер азота, можно определить массу нейтрона. Чэдвик нашел, что масса нейтрона примерно равна массе протона.

Точное значение массы нейтрона таково:

$$\begin{aligned} M_n &= (1,008665 \pm 0,0000056) \text{ а. е. м.} = \\ &= (939,5731 \pm 0,0027) \text{ МэВ} = (1,674953 \pm 0,000018) \cdot 10^{-24} \text{ г.} \end{aligned}$$

Нейтрон тяжелее протона на 1,29343 МэВ, т. е. на 0,14%. В опытах с ядерными реакциями измеряется инертная масса нейтрона. Были проведены (правда, с низкой точностью) и прямые измерения гравитационной массы нейтрона, сводящиеся к измерению ускорения свободного падения нейтрона в гравитационном поле Земли. Измерялось вертикальное отклонение горизонтального пучка нейтронов низких энергий на пути в 180 м. На этом расстоянии пучки с энергиями в 0,01 эВ и 0,001 эВ разделились по вертикали на 14,5 см, что соответствует ускорению свободного падения  $g = = 979,7 \text{ см/с}^2$ .

3. Как мы уже указывали (гл. II, § 4), спин нейтрона равен  $1/2$ . Такое значение спина прекрасно согласуется с большим количеством опытных данных, таких, как величина и энергетическая зависимость сечения  $n - p$ -рассеяния (см. гл. V, § 4), значения спинов и магнитных моментов ядер, особенно легких (гл. III, § 4), изотопическая инвариантность ядерных сил (гл. V, § 6) и т. д. Каждый из этих фактов в отдельности привлечением различных искусственных гипотез можно объяснить и с другим значением спина нейтрона (например,  $3/2$ ). Но полная совокупность этих данных несомненно указывает на значение  $1/2$  для спина.

Прямое измерение спина нейтрона было произведено, например, в опыте Раби (см. гл. II, § 5). В этом же опыте был измерен также и магнитный момент нейтрона  $\mu_n$ , оказавшийся равным  $-1,91315 \mu_0$ , где  $\mu_0$  — ядерный магнетон (см. гл. II, § 5),

$$\mu_0 = \frac{e\hbar}{2M_p c} = 5,05081 \cdot 10^{-24} \text{ эрг/Гс.}$$

Были попытки обнаружить у нейтрона электрический заряд, а также электрический дипольный момент. Все они дали отрицательный результат. Электрический заряд нейтрона равен нулю с точностью до  $10^{-13}$  в единицах элементарного заряда (по более косвенным оценкам до  $10^{-18}$ ). Дипольный момент нейтрона оказался равным нулю с точностью до  $3 \cdot 10^{-24}$  см  $\cdot e$ , где  $e$  — элементарный заряд.

Электрический дипольный момент нейтрона был бы точно равен нулю, если бы имела место инвариантность всех взаимодействий относительно операции отражения времени (см. гл. VII, § 2). В действительности слабые взаимодействия неинвариантны относительно обращения времени (см. гл. VII, § 8). Поэтому, вообще говоря, нейтрон должен обладать некоторым электрическим дипольным моментом. Высших мультипольных моментов, например, электрического квадрупольного, у нейтрона быть не может из-за слишком малого значения его спина (гл. II, § 4). Более тонкие детали электрической и магнитной структуры нейтрона рассмотрены в гл. VII, § 7.

## § 2. Свойства нейтронов различных энергий

1. В прикладной ядерной физике и в ядерной технике приходится иметь дело с движением очень большого количества нейтронов внутри различных веществ. Проходя сквозь вещества, нейтроны вызывают в них различные ядерные реакции, а также претерпевают упругое рассеяние на ядрах. Интенсивностью этих микроскопических процессов в конечном счете определяются все макроскопические свойства прохождения нейтронов через вещество, такие, как замедление, диффузия, поглощение и т. д.

В свою очередь сечения различных нейтронно-ядерных реакций сильно зависят от энергии нейтронов. Энергетический ход сечений