

## Последние замечания

56. В предыдущих главах мы научились квантовомеханическому пониманию разнообразных физических явлений. Наше изложение, естественно, очень неполно, и это не должно вызывать удивления, так как настоящая книга имеет *вводный* характер. За пределами рассмотрения осталось очень много общих принципов и законов, а то, что удалось затронуть, изучено с недостаточной полнотой и глубиной. Следует, однако, иметь в виду, что квантовая физика интенсивно развивалась в течение 40 или 50 лет и в этой области накоплено необозримое количество знаний. Никакая книга, носящая лишь *вводный* характер, не в состоянии рассмотреть этот предмет сколько-нибудь полно, и читателю предстоит прослушать специальные лекции и прочесть другие книги.

Мы сделали, однако, неплохое начало. Мы поняли волновую природу частиц и рассмотрели причины, по которым физические явления, непонятные для классической физики, получили естественное объяснение на основе волновых представлений. Мы поняли также, что законы классической физики являются «предельным случаем» более общих квантовомеханических законов. Мы обнаружили, что в любой физической системе существуют уровни энергии, и поняли квантовомеханическое объяснение этого явления. В процессе обучения мы познакомились с удивительным (на первый взгляд) миром микрофизических явлений, рассмотрели порядок соответствующих физических величин и научились делать простые оценки, основанные на элементарных моделях.

Читатель, изучивший книгу с начала до конца последней главы, получил представление о некоторых наиболее важных проблемах современной физики. Он понял, что современная физика не закончена — существует много фундаментальных проблем, решения которых еще не видно.

## Задачи

1. а) Вычислите вероятность прохождения нейтронов с энергией 0,1 эВ через кадмиевую фольгу толщиной 0,1 мм при нормальном падении. Плотность кадмия равна 8,7 г/см<sup>3</sup>. Используйте для решения рис. 6А.

б) Вычислите аналогичным образом вероятность прохождения нейтронов с энергией 1 эВ через слой кадмия толщиной 1 см при нормальном падении.

2. Полное эффективное сечение взаимодействия  $K^+$ -мезонов с неподвижными протонами равно 15 миллибарн при кинетической энергии  $K$ -мезонов, равной 400 МэВ. Чему равно среднее число взаимодействий на 1 см пути  $K$ -мезонов такой энергии в жидком водороде (например, в пузырьковой камере)? Плотность жидкого водорода равна 0,071 г/см<sup>3</sup>.

3. Эффективное сечение образования электронно-позитронной пары  $\gamma$ -квантом с энергией 10 МэВ при столкновении с атомом свинца равно 14 миллибарн. Какова вероятность образования пары при нормальном падении  $\gamma$ -кванта на свинцовую пластину толщиной 2,5 мм? Плотность свинца равна 11,3 г/см<sup>3</sup>.

4. Для  $\gamma$ -квантов с энергией 100 кэВ измеренное на опыте эффективное сечение комптоновского рассеяния равно 0,49 барн. При этой энергии, которая много меньше энергии покоя электрона, нерелятивистские классические вычисления дают верное значение эффективного сечения. Комптоновское рассеяние  $\gamma$ -квантов про-

исходит на «свободном» покоящемся электро́не. (Комптон-эффект был нами рассмотрен в гл. 4, но вопрос об эффективном сечении там не обсуждался.) Предположим, что плоская волна с амплитудой  $A$  и частотой  $\omega$  встречает покоящийся электрон. Он будет совершать колебания в направлении электрического вектора волны. Обозначим через  $x$  амплитуду этих колебаний. Очевидно, что амплитуда  $x$  пропорциональна амплитуде  $A$  волны и зависит также от частоты  $\omega$  и массы и заряда электрона. Осциллирующий электрон действует как электрический диполь с моментом  $ex$ ; в частности, он испускает электромагнитные волны. Пусть мощность излучения равна  $W$  (формула для  $W$  приведена в п. 48 гл. 3). Вычислите, какая часть энергии, проходящей через единичную поверхность (содержащую электрон), рассеивается электроном. Выразите полученный результат через эффективное сечение рассеяния; это и будет эффективное сечение комптоновского рассеяния. Эффективное сечение комптоновского рассеяния для атома равно произведению вычисленной величины на число электронов в атоме.

5. а) В п. 17 была приведена элементарная теория для максимума эффективного сечения в случае сферически симметричного рассеяния. Интересно сравнить полученный там результат с экспериментальными значениями эффективного сечения  $\pi + \pi$ -рассеяния, приведенными на рис. 24В. Для упрощения задачи можно считать, что протон обладает бесконечно большой массой. В этом случае полная кинетическая энергия системы равна кинетической энергии положительного пиона. В области знаменитого резонанса, обозначенного  $N_{3/2}^*$ , она близка к 195 МэВ (в лабораторной системе координат). Вычислите  $\sigma_{\max}$  и сравните с опытом. Вы обнаружите, что порядок величин совпадает, но что экспериментальное эффективное сечение отличается от вычисленного на множитель «порядка единицы». Объяснение заключается в том, что рассеяние не имеет сферической симметрии, и теория должна быть расширена на случай более сложных угловых распределений. Тогда экспериментальное эффективное сечение в максимуме окажется в согласии с предсказанием теории.

б) Определите с помощью рис. 24В этой главы среднее время жизни  $N_{3/2}^*$ -«частицы».

6. С помощью простой теории резонансного рассеяния, развитой в п. 17 и 18 этой главы, оцените эффективное сечение резонансного поглощения  $\gamma$ -лучей с энергией 14.4 кэВ ядрами  $^{57}\text{Fe}$ . (Эта оценка относится к экспериментальным результатам, представленным на рис. 16А гл. 4). Предположим, что железная мишень имеет вид фольги толщиной 25 мкм. Какова вероятность прохождения фотонов через фольгу?

Заметим, что одна из причин неприменимости нашей элементарной теории к фотонам состоит в том, что фотоны имеют спин, равный единице. Поэтому нельзя ожидать, что мы получим численно верное значение эффективного сечения. Теория, однако, дает правильную зависимость максимального эффективного сечения от длины волны и верную оценку порядка величины эффективного сечения.

7. Максимальное эффективное сечение резонансного рассеяния света атомом может быть очень большим, так как длина волны видимого света велика. Рассмотрим, например, резонансное рассеяние желтого света с длиной волны 5896 Å атомами натрия.

а) Оцените максимальное эффективное сечение в резонансе.

б) В реальном эксперименте в качестве «мишени» для опыта по рассеянию света можно использовать стеклянный сосуд с парами натрия. (Рассмотрим, например, опыт, описанный в задаче 3 гл. 3.) Атомы натрия имеют разную скорость, поэтому линия будет расширена доплеровским сдвигом. Среднее время жизни атомов натрия в  $3p_{3/2}$ -состоянии близко к  $10^{-8}$  с. Зная это время, можно вычислить ширину линии для изолированных и покоящихся атомов натрия. Предположим, что падающий свет имеет как раз такую ширину линии и что атомы натрия в сосуде-мишени имеют скорость, равную средней скорости, соответствующей температуре 200°C. Оцените эффективное сечение рассеяния атомов натрия в сосуде для фотонов первичного пучка.

в) Воспользовавшись выполненной в предыдущем пункте задачи оценкой эффективного сечения, найдите число атомов натрия в 1 см<sup>3</sup> сосуда, необходимое для половинного ослабления интенсивности пучка света на длине 1 см. Заметим, что

такой слой газа будет совершенно прозрачен для волн, длина которых отлична от резонансной.

8. Рассмотрим частицы, образующие барионный октет. Его спектр приведен на рис. 27В, а диаграмма симметрии восьмеричного пути — на рис. 29В. Одна из частиц октета стабильна. Одна из нестабильных частиц распадается благодаря электромагнитным взаимодействиям (ее время жизни значительно короче времени жизни остальных частиц), а распад остальных вызван слабыми взаимодействиями. Воспользуйтесь для объяснения этих особенностей октета рассмотренными законами сохранения барионного числа, заряда и гиперзаряда. Рассмотрите возможность распада частиц октета на упомянутые в тексте частицы, приняв во внимание экспериментальные значения их масс. Например, можно начать с выяснения возможности распада  $\Sigma^+$ -частицы на  $K^+$ -мезон и что-то еще. Вы обнаружите, что число возможностей заметно ограничено, и вам не придется рассматривать слишком много случаев. Покажите, что из известных законов сохранения следует, что ни одна из частиц октета не может распасться благодаря сильным взаимодействиям и лишь одна обязана своим распадом электромагнитным взаимодействиям.

9. На диаграммах симметрии (рис. 29А — 29D) приведены значения величины  $I_3$ , называемой третьей компонентой изотопического спина. Мы отмечали, что во всех сильных и электромагнитных взаимодействиях величина  $I_3$  сохраняется.

Объясните, почему этот закон сохранения имеет большее значение, чем законы сохранения заряда, гиперзаряда и барионного числа.

10. В литературе по элементарным частицам часто встречается величина, называемая «странностью». Она является одной из характеристик сильно взаимодействующих частиц. Каждой из них можно приписать квантовое число  $S$  странности, равное  $S=Y-B$ . Здесь  $Y$  и  $B$  — квантовые числа гиперзаряда и барионного числа соответственно. Из определения странности следует, что странность пионов и нуклонов равна нулю: они не «странные», а «обычные» частицы.

а) При каких взаимодействиях полная странность сохраняется?

б) Странность  $S$ , электрический заряд  $Q$ , барионное число  $B$  и третья компонента изотопического спина  $I_3$  связаны простым линейным соотношением. Получите его. (Это следует, в частности, из диаграмм симметрии, представленных на рис. 29А — 29D.)

11. Мы хотим получить  $\Delta$ -частицу в столкновениях протонов с протонами. Какова минимальная кинетическая энергия протона, необходимая для этой реакции, если другой протон покоится?

12. В п. 11 мы догадались, что на больших расстояниях от рассеивающего центра рассеянная волна имеет вид

$$\psi_S(\mathbf{x}, t) = C f(\theta) x^{-1} \exp(ipx - i\omega t). \quad (a)$$

Покажите, что в частном случае сферически симметричного рассеяния, когда амплитуда рассеяния  $f(\theta) = f$  не зависит от угла рассеяния  $\theta$ , волновая функция (а) действительно является решением уравнения Клейна — Гордона в свободном пространстве (за исключением точки  $\mathbf{x} = 0$ ). Для этого будет полезно вспомнить наше обсуждение в п. 51—52.

Покажите, что для произвольной зависимости  $f(\theta)$  уравнение (а) представляет приближенное решение уравнения Клейна — Гордона. Подставьте эту волновую функцию в уравнение Клейна — Гордона, убедитесь, что она удовлетворяет уравнению с точностью до члена  $x^{-2}$ , который стремится к нулю при  $x$ , стремящемся к бесконечности.

## Дополнительная литература

Ферми Э. Элементарные частицы.— М.: ИЛ, 1953.

Ферми Э. Лекции по атомной физике.— М.: ИЛ, 1952.

Сморodinский Я. А. Законы и парадоксы элементарных частиц.— В кн.: Физика наших дней.— М.: Знание, 1972.

Хилл Р. По следам частиц.— М.: Мир, 1966.

Статьи в сборниках «Над чем думают физики»:

*Пайерлс Р.* Атомное ядро.— 1972, вып. 1, с. 87.

*Гелл-Манн М., Розенбаум Е.* Элементарные частицы.— 1965, вып. 2, с. 5.

*Чу Г., Гелл-Манн М., Розенфельд А.* Сильно взаимодействующие частицы.— 1965, вып. 3, с. 83.

*Фейнберг Дж., Голдхабер М.* Законы сохранения в физике.— 1965, вып. 3, с. 5.

*Маршак Р.* Ядерные силы.— 1965, вып. 4, с. 5.

*Пенман С.* Мюон.— 1965, вып. 3, с. 35.

*Хилл Р.* Резонансные частицы.— 1965, вып. 3, с. 51.

*Ледерман Л.* Двухнейтринный эксперимент.— 1965, вып. 3, с. 51.

*Трейман С.* Слабые взаимодействия.— 1965, вып. 3, с. 20.

*Маршак Р.* Пионы.— 1965, вып. 2, с. 32.

*Хофштадтер Р.* Атомные ядра, 1962, вып. 1, с. 72.

*Фриш Д., Торндайк А.* Элементарные частицы.— М.: Атомиздат, 1966.

*Алварец Л.* Современное состояние физики элементарных частиц: Нобелевская лекция.— УФН, 1968, т. 100, с. 93.

*Окунь Л. Б.* Физика элементарных частиц.— М.: Наука, 1984.

*Руббин К.* Экспериментальные наблюдения промежуточных векторных бозонов.— УФН, 1985, т. 147, вып. 2, с. 371.

*Вайсенберг А. О.* Время жизни очарованных частиц (обзор экспериментальных данных).— УФН, 1981, т. 135, вып. 1, с. 3.