

рон-фотонное взаимодействие модифицируется диаграммами типа рис. 29-9, то в протон-фотонное взаимодействие дают вклад подобные диаграммы (см. рис. 29-10). (В действительности, если мы учитываем мезоны, то есть еще дополнительные диаграммы, изображенные на рис. 29-11. Они дают вклад в аномальный магнитный момент, но не меняют полного заряда нуклонов.)

30. МЕЗОННАЯ ТЕОРИЯ

Вам уже приходилось видеть уравнение Дирака (или уравнение Шредингера), записанное в форме

$$(i\hat{\nabla} - \hat{A} - m)\Psi = 0,$$

где \hat{A} есть *внешний* потенциал. Важно установить, что этот результат представляет собой приближение к правилам, которые мы установили, и может быть получен из них. Зададим поэтому вопрос: при каких условиях часть взаимодействия может быть описана внешним потенциалом?

Рассмотрим взаимодействие электрона с некоторым объектом (детали которого не существенны), рождающим

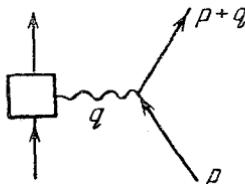


Рис. 30-1.

виртуальные фотоны, причем амплитуда рождения виртуального фотона с импульсом q и поляризацией μ равна $A_\mu(q)$. Тогда матрица, описывающая взаимодействие, изображенное на рис. 30-1, равна

$$\int \frac{1}{\hat{p} + \hat{q} - m} \gamma_\mu \frac{1}{\hat{p} - m} A_\mu(q) \frac{d^4 q}{(2\pi)^4}.$$

Здесь $p+q$ — «истинный» 4-импульс электрона, поглотившего фотон.

Источник может испустить два, три или четыре фотона. Пропагатор, соответствующий поглощению двух фотонов, имеет вид

$$\int \int \frac{1}{\hat{p} + \hat{q}_1 + \hat{q}_2 - m} \gamma_\nu \frac{1}{\hat{p} + \hat{q}_1 - m} \gamma_\mu \frac{1}{\hat{p} - m} \times \\ \times f_{\mu\nu}(q_1, q_2) \frac{d^4 q_1}{(2\pi)^4} \frac{d^4 q_2}{(2\pi)^4},$$

где $f_{\mu\nu}(q_1, q_2)$ — амплитуда испускания двух фотонов, и т. д.

Важную роль играют источники, состояние которых не изменяется в результате испускания первого фотона. Это означает, что

$$f_{\mu\nu}(q_1, q_2) = A_\mu(q_1) A_\nu(q_2).$$

Для подобных источников амплитуда излучения второго фотона не зависит от того, был ли испущен первый фотон или нет.

Очевидно, что одно из требований сводится к тому, что источник остается в прежнем состоянии после эмиссии первого фотона. Так, например, у тяжелой частицы отдача при излучении фотона оказывается пренебрежимой.

В качестве другого, более тонкого, примера рассмотрим большой магнит, содержащий много электронов. Отдельный электрон не может быть источником обычного внешнего магнитного поля, поскольку примерно в половине случаев спин электрона переворачивается при испускании виртуального фотона. Но для куска железа дело обстоит иначе. Определим для единичного электрона две амплитуды x и y :

x — амплитуда того, что он остается в том же состоянии, после того как магнитом испущен один фотон ($x^2 \sim 1/2$),

y — амплитуда перехода в другое состояние.

Пусть число электронов в образце железа равно N . Тогда амплитуда того, что электроны останутся в том же состоянии, равна Nx , а амплитуда изменения состояния электрона равна y , поскольку перевод спина дает возможность идентифицировать отдельный («виновный») электрон. Соответствующие вероятности равны $(xN)^2$ и Ny^2 , так что амплитуда того, что образец остается в том же состоянии, эффективно оказывается в \sqrt{N} раз больше.

Только при этих условиях мы можем сказать, что источник рождает внешний потенциал. (Строго говоря, мы предполагаем, что амплитуда рождения трех фотонов равна $A_\mu(q_1) A_\nu(q_2) A_\rho(q_3)$ и т. д. для произвольного числа.)

Полный пропагатор для электрона во внешнем поле оказывается равным

$$\frac{1}{\hat{p} - m} + \frac{1}{\hat{p} + \hat{q} - m} \hat{A}(q) \frac{1}{\hat{p} - m} + \\ + \frac{1}{\hat{p} + \hat{q}_1 + \hat{q}_2 - m} \hat{A}(q_2) \frac{1}{\hat{p} + \hat{q} - m} \hat{A}(q_1) \frac{1}{\hat{p} - m}$$

плюс аналогичные члены высших порядков (подразумевается интегрирование), поскольку электрон может поглотить любое число фотонов.

Этот ряд можно просуммировать. Мы покажем два способа.

Во-первых, «действительный» импульс

$$\hat{p} + \hat{q}_1 + \dots = \hat{P}$$

будем считать оператором, меняющим свое значение после действия \hat{a} , где

$$\hat{a} \equiv \hat{A}(q) \frac{d^4 q}{(2\pi)^4}.$$

Тогда вместо исходного получаем ряд

$$\frac{1}{\hat{P} - m} + \frac{1}{\hat{P} - m} \hat{a} \frac{1}{\hat{P} - m} + \dots,$$

являющийся разложением $1/(\hat{P} - m - \hat{a})$.

Другой путь таков. Рассмотрим диаграммы рис. 30-2. В каждой диаграмме есть «последний» фотон. Какова

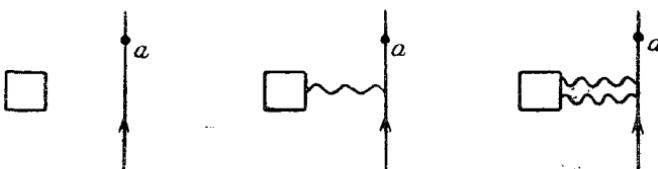


Рис. 30-2.

амплитуда Ψ того, что электрон находится в состоянии a после поглощения последнего фотона? Здесь Ψ также есть амплитуда состояния, возникающего в результате поглощения всех фотонов, за исключением данного

конечного числа. Поэтому выражение $[1/(\hat{p}-m)] \hat{a}\Psi$ (где Ψ — амплитуда состояния перед поглощением «последнего» фотона, \hat{a} — амплитуда поглощения конечного фотона, $1/(\hat{p}-m)$ — пропагатор между двумя поглощениями) плюс амплитуда φ того, что электрон движется без поглощения фотона, снова равна

$$\Psi = \frac{1}{\hat{p} - m} \hat{a}\Psi + \varphi,$$

где

$$(\hat{p} - m)\varphi = 0.$$

Поэтому

$$(\hat{p} - m - \hat{a})\Psi = 0.$$

Иными словами, если φ_n есть амплитуда электрона после поглощения n фотонов, то

$$\varphi_{n+1} = \frac{1}{\hat{p} - m} \hat{a}\varphi_n$$

и

$$\Psi = \sum_{n=0}^{\infty} \varphi_n = \varphi_0 + \frac{1}{\hat{p} - m} \hat{a}\Psi.$$

Мезонная теория. В настоящее время нет количественной мезонной теории. Современная модель основана на аналогии с электродинамикой (табл. 30-1). Эта теория, несомненно, является порождением человеческого ума! Она неверна, поскольку природа более изобретательна.

При наличии желания можно нарисовать диаграммы, соблюдая правильную бухгалтерию для учета сохранения заряда. Однако диаграммы соответствуют теории возмущений, и, поскольку $g^2 \approx 15$ (а не $1/137$), каждый последующий член оказывается более важным, чем ему предшествующий!

Взаимодействие γ_5 называется псевдоскалярным (ПС). Также возможна связь $(\gamma_5 \hat{q})$ — псевдовекторная (ПВ). Однако против ПВ-взаимодействия существует предубеждение — оно не может быть перенормировано, так как каждый последующий порядок теории возмущений рас-

Таблица 30-1

	Мезонная теория	Электродинамика
Пропагатор	нуклон $\frac{1}{\hat{p} - m_N}$ пион (спин 0) $\frac{1}{q^2 - m_\pi^2}$	электрон $\frac{1}{\hat{p} - m_e}$ фотон (спин 1) $-\frac{1}{q^2}$
Связь	$\sqrt{4\pi g} \bar{\Psi}_N \gamma_5 \varphi \Psi_N$	$\sqrt{4\pi e} \bar{\Psi}_e \gamma_\mu A_\mu \Psi_e$

ходится сильнее предыдущего из-за лишней степени импульса в числителе.

Возникает впечатление, что если бы теория была в основных чертах верной, то эксперимент уже дал бы нам некоторые намеки на структуру правильных приближений.

31. ТЕОРИЯ β -РАСПАДА

Мы рассмотрели электродинамику. Кроме нее, количественные вычисления могут быть произведены только для β -распада. Он впервые был наблюден в виде реакции $N \rightarrow P + e + \bar{\nu}$ ($\bar{\nu}$ обозначает антинейтрино), протекающей в ядре. Вы уже слышали о нейтрино. Его существование было постулировано для того, чтобы обеспечить сохранение энергии, импульса и спина. Нейтрино имеет массу 0 и спин $1/2$.

Примерно в 1934 году Ферми предположил, что амплитуда такого перехода может быть написана в виде

$$g(\Psi_N \Psi_P \Psi_e \Psi_{\bar{\nu}}),$$

где Ψ есть волновая функция соответствующей частицы. Поскольку в этом выражении нет производных от Ψ , то для определения энергетического спектра электрона достаточно вычислить плотность конечных состояний. (Сначала казалось, что этот рецепт не соответствует эксперименту. Поэтому Конопинский и Уленбек пред-