

очень высоких энергий, где происходит объединение этих двух взаимодействий в единое *электрослабое взаимодействие*, такой подход неверен. Для адронов необходимо в первую очередь рассматривать только сильное взаимодействие и можно пренебречь эл.-магн. и слабым взаимодействиями.

Для оценки величины добавок в случае лептонных аномальных моментов используется принятый в КЭД метод разложения по малому безразмерному параметру — *тонкой структуре постоянной* α , к-рая определяет интенсивность этого взаимодействия. Постоянная $\alpha = [137,035987(29)]^{-1} \approx 7,297351(11) \cdot 10^{-3}$; её малость определяет относит. слабость всех аномалий, обусловленных взаимодействием лептонов с физ. вакуумом. Добавку к магн. моменту обычно принято определять относит. отклонением g -фактора от его дираковского значения 2 — т. е. а н о м а л и е й $a = (g-2)/2$. Одно из последних теоретич. значений $a_{теор} = 0,5 (\alpha/\pi) - 0,32848 (\alpha/\pi)^2 + 1,184175 (\alpha/\pi)^3 \approx 0,001159652236(28)$. В то же время $a_{эксп} = 0,5 (\alpha/\pi) - 0,32848 (\alpha/\pi)^2 + (1,68 \pm 0,33) (\alpha/\pi)^3 \approx 0,001159655241(20)$. Сопоставление $a_{теор}$ и $a_{эксп}$ показывает совпадение теории и эксперимента. Теорией были также учтены поправки $\sim (\alpha/\pi)^4$ и влияние на аномальный магн. момент внш. магн. поля. Прекрасное согласие теории и опыта оказалось и при оценках аномальных добавок к магн. моментам позитрона и позитрония, а также мюона, мюония и мезоатома. Не решён пока вопрос о магн. моменте нейтрино и антинейтрино: $\nu_e, \bar{\nu}_e; \nu_\mu, \bar{\nu}_\mu; \nu_\tau, \bar{\nu}_\tau$. Не имея электрич. заряда, эти частицы лишены дираковского норм. магн. момента. Но в принципе они, подобно нейтрону и антинейтрону, могли бы иметь аномальный магн. момент. Вопрос об этом моменте, как и о массе покоя нейтрино и антинейтрино, остаётся открытым.

В случае адронов с их приоритетным сильным взаимодействием необходимо учитывать их взаимодействие с физ. вакуумом, но уже не по схеме теории возмущений (как для лептонов). Простейшее представление о возможных причинах возникновения аномальных магн. моментов у адронов, напр. нуклонов, можно получить на основе элементарной мезонной теории Юкавы. Согласно этой теории, протон и нейтрон непрерывно испускают и поглощают виртуальные частицы π^\pm (пионы), т. е. нуклоны как бы окружены пионным облаком. Применив закон сохранения электрич. заряда, можно показать, что реализуются только процессы $p \rightarrow p + \pi^+$ и $n \rightarrow n + \pi^-$. Пионы не имеют спина, следовательно не обладают спиновым магн. моментом, но они испускаются в орбитальном p -состоянии (см. *Атом*), поэтому будут иметь орбитальный магн. момент, равный одному пионному магнетону:

$$\mu_N^{\pi} = |e| \hbar / 2m_{\pi} c = (m_p / m_{\pi}) \mu_N \approx 7 \mu_N.$$

Т. о., абс. величина добавочного магн. момента нуклонов, обусловленного орбитальным движением виртуального пиона, равна примерно 7 ядерных магнетонам. В связи с этим для объяснения наблюдаемых значений аномальных магн. моментов протона и нейтрона необходимо предположить, что испущенный виртуальный пион должен находиться в p -состоянии ок. 25% времени своего существования. Различие в знаке заряда пионов, испускаемых протоном и нейтроном, приводит к различию знака аномальных моментов у этих нуклонов. Поскольку сильное взаимодействие не зависит от электрич. заряда частиц, то вероятности испускания пиона у протона и нейтрона одинаковы и, следовательно, оба аномальных момента должны иметь примерно одинаковую абс. величину, что и подтверждается опытом. Конечно, кроме однопионных промежуточных состояний возможны и более сложные, но пока полных расчётов таких состояний нет. Более точные значения аномальных магн. моментов адронов можно получить в результате расчёта и измерения зарядовых и магн. *формфакторов* нуклонов при рассеянии на них,

напр., очень быстрых электронов (с энергиями до 1300 МэВ). Зарядовый формфактор F_1 связан в этом случае с рассеянием электронов на распределённом в пространстве заряде нуклона $\rho_{эл}(\mathbf{r})$, а магн. F_2 — с рассеянием на пространственно-распределённом аномальном магн. моменте нуклона $\rho_{магн}(\mathbf{r})$. Распределение дираковского норм. магн. момента учитывает зарядовый формфактор F_1 , поскольку, по теории Дирака (см. выше), свободная частица, испытывая «дрожание», порождает замкнутые токи и связанные с ними магн. моменты. Следовательно, плотность распределения норм. магн. момента непосредственно связана с плотностью распределения электрич. заряда. Наоборот, аномальные магн. моменты протона и нейтрона связаны с излучением виртуальных пионов, и поэтому плотность распределения этих моментов будет существенно отличаться от плотности дираковских моментов. Общее

выражение для формфактора $F(q) = \int \rho(\mathbf{r}) e^{i(\mathbf{q}\mathbf{r})} d\mathbf{r}$ [где

$\rho(\mathbf{r})$ — пространств. плотность рассеивающих зарядов или моментов, \mathbf{r} — радиус-вектор от центра рассеивания и \mathbf{q} — изменение волнового вектора рассеиваемой частицы, зависящее от её начальной энергии и угла рассеяния] при $\mathbf{q}=0$, т. е. $F(0)$, представляет собой суммарный заряд или суммарный аномальный магн. момент, равный интегралу по всему пространству от плотности их распределения.

Квантовая хромодинамика и кварковая модель адронов (см. *Кварки*) позволили пойти новым путём к определению магнетизма этих частиц. В частности нуклоны, согласно модели кварков, состоят из трёх кварков двух типов (u и d): протон — из двух кварков u и одного d , а нейтрон — из двух d и одного u , т. е. $p(u, u, d)$ и $n(u, d, d)$. Все эти кварки имеют спин $1/2$, но разные электрич. заряды: $+2/3e$ кварк u и $-1/3e$ кварк d . В кварковой модели спиновые магн. моменты кварков пропорциональны их зарядам, т. е. $\mu_u = 2/3\mu_1$, $\mu_d = -1/3\mu_1$, где μ_1 — постоянная величина. Волновая функция протона, к-рый имеет спин $1/2$, при конструировании её из волновых ф-ций трёх кварков со спином тоже $1/2$ будет представлять собой суперпозицию двух состояний с разным весом: $-\sqrt{1/3}(u \uparrow u \downarrow d \uparrow) + \sqrt{2/3}(u \uparrow u \downarrow d \downarrow)$, так что соответствующая вероятность состояния протона будет: $1/3(u \uparrow u \downarrow d \uparrow) + 2/3(u \uparrow u \downarrow d \downarrow)$. Отсюда может быть получена величина магн. момента протона: $\mu_p = 1/3(2/3\mu_1 - 2/3\mu_1 - 1/3\mu_1) + 2/3[2/3\mu_1 + 2/3\mu_1 - (-1/3\mu_1)] = \mu_1$. Для нейтрона, реализующегося с вероятностью $1/3(u \uparrow d \uparrow d \downarrow) + 2/3(u \downarrow d \uparrow d \downarrow)$, $\mu_n = 1/3(2/3\mu_1 - 1/3\mu_1 + 1/3\mu_1) + 2/3(-2/3\mu_1 - 1/3\mu_1 - 1/3\mu_1) = -2/3\mu_1$. Отношение магн. моментов протона и нейтрона не зависит от величины μ_1 , так что $\mu_p/\mu_n = -2/3 \approx -0,667$, в то время как опыт даёт значение $\mu_p/\mu_n \approx -0,685$. Совпадение теории и опыта очень хорошее (точность до 2%), что рассматривают как один из веских доводов в пользу теории кварков.

Пока ещё нет законченной теории аномальных магн. моментов адронов. Далеко не совершенны и эксперим. методы измерений этих моментов. Прямым способом измерения магн. момента является наблюдение скорости его прецессии во внш. магн. поле. Для такого эксперимента необходимо иметь поляризов. частицы и уметь измерять направление их поляризации. Все эти трудности эксперимента приводят пока к большим

Магнитные моменты некоторых адронов (сопоставление данных эксперимента и статической кварковой модели)

Адроны	Эксперимент, μ_N	Теория, μ_N
\bar{p}	$-2,817 \pm 0,48$	$-2,793$
Δ^0	$-0,6138 \pm 0,0047$	$-0,61$
Σ^+	$2,33 \pm 0,13$ $2,38 \pm 0,2$	$2,67$
Σ^-	$-1,41 \pm 0,27$ $-1,111 \pm 0,031$	$-1,09$
Ξ^0	$-1,23 \pm 0,03$ $-1,253 \pm 0,014$ $-1,236 \pm 0,014$	$-1,44$
Ξ^-	$-0,75 \pm 0,07$ $-0,69 \pm 0,04$	$-0,50$