

СПИН-ОРБИТАЛЬНАЯ СВЯЗЬ КВАРКОВ И МАГНИТНЫЕ МОМЕНТЫ БАРИОНОВ

М.И.Криворученко

Вычислен вклад спин-орбитальной связи кварков в магнитные моменты барионов. Предсказания нерелятивистской кварковой модели для магнитных моментов барионов с учетом спин-орбитальной связи кварков находятся в хорошем согласии с экспериментом.

1. За последние несколько лет с высокой точностью были измерены магнитные моменты барионов. При этом обнаружилось противоречие между предсказаниями нерелятивистской кварковой модели и экспериментом. Измеренные значения магнитных моментов Σ^- и Ξ^- гиперонов отличались от предсказываемых в полтора раза, рассогласование в магнитном моменте Ξ^0 гиперона достигало 13 систематических отклонений ^{1, 2}. Мы покажем, что данные противоречия обусловлены в основном неучетом вклада спин-орбитального взаимодействия кварков в магнитный момент барионов. Данный эффект аналогичен хорошо известному в ядерной физике эффекту Гипперт – Майера – Иенсена ³. Подобно тому, как спин-орбитальная связь нуклонов дает вклад в магнитный момент ядра, спин-орбитальная связь электрона с протоном дает вклад в магнитный момент атома водорода ⁴. Как видно из таблицы, учет спин-орбитальных сил, действующих между кварками, существенно улучшает согласие теории и эксперимента. Заметим, что новых параметров в модель мы не вводим.

2. Мы будем исходить из того, что спин-орбитальное взаимодействие кварков описывается потенциалом Брейта, возникающем в порядке $(v/c)^2$ от векторного потенциала $V = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r}$ (одноглюнный обмен) и от скалярного потенциала конфайнмента ⁵, $S = v r$,

$$U_{es} = \frac{V' - S'}{2r} \left\{ \frac{\mathbf{l}_1 \mathbf{s}_1}{m_1^2} - \frac{\mathbf{l}_2 \mathbf{s}_2}{m_2^2} \right\} + \frac{V'}{m_1 m_2 r} \{ \mathbf{l}_1 \mathbf{s}_2 - \mathbf{l}_2 \mathbf{s}_1 \}, \quad (1)$$

где $V' = dV/dr$ и $S' = dS/dr$. Выделив спин-орбитальный вклад (1) в магнитный момент системы, в потенциальной модели в остальном естественно пользоваться нерелятивистским описанием. Предположив симметрию волновой функции бариона по координатам кварков и приняв во внимание двухчастичный характер спин-орбитальных сил, можно найти полный магнитный момент кварка с учетом потенциала (1)

$$\mu_1 = e_1 \lambda_1 + \left\langle \frac{rV_1'}{12} - \frac{rS'}{12} \right\rangle + \frac{3}{2} \frac{m_2 + m_3}{m_1 + m_2 + m_3} \cdot \frac{e_1}{m_1^2} +$$

$$+ \left\langle \frac{rV'}{12} \right\rangle \left\{ \frac{2m_1 + m_3}{m_1 + m_2 + m_3} \frac{e_2}{m_1 m_2} + \frac{2m_1 + m_2}{m_1 + m_2 + m_3} \frac{e_3}{m_1 m_3} \right\}, \quad (2)$$

где $e_i \lambda_i$, m_i и e_i — собственные магнитные моменты, массы и заряды кварков. Таким образом, магнитные моменты кварков и всех барионов выражаются через собственные магнитные моменты u -, d -, s -кварков и через средние значения $\langle rS' \rangle$ и $\langle rV' \rangle$.

3. В потенциал (1) в качестве параметров входят величины α_s/m^2 и ν/m^2 , где m — масса u - и d -кварков. Эти параметры мы будем определять из обусловленного спин-орбитальным взаимодействием расщепления энергетического спектра p -волновых мезонов. Чтобы избежать трудностей со смешиванием $I=0$ p -волновых мезонов и учитывая, что в $I=1$ и $I=0$ мезонах невозможно отделить векторную спин-орбитальную связь от скалярной, мы будем использовать данные по странным $I=1/2$ p -волновым мезонам. Рассуждения, аналогичные ⁶ с учетом параметров смешивания Q_A и Q_B мезонов и расщепления масс K^{**} , Q_1 и Q_2 мезонов ² приводят к $\langle S'/m^2 r \rangle = 639$ МэВ и $\langle V'/m^2 r \rangle = 294$ МэВ. При этом мы полагали $m_s = 1,5 m$, что неплохо согласуется с данными по спектроскопии легких мезонов и барионов. Вычисление средних $\langle r^{-1} \rangle$ и $\langle r^{-3} \rangle$, необходимых для определения параметров α_s/m^2 и ν/m^2 можно производить, например, в осцилляторной модели. Радиальная волновая функция s -состояния в осцилляторном потенциале $\psi_s \sim \exp\{-\frac{1}{2}(\frac{r}{a})^2\}$ и p -состояния $\psi_p \sim r \psi_s$. Параметр a можно определить, нормируясь на среднеквадратический радиус K -мезона. Аналогичные вычисления можно провести для линейного потенциала, действующего между кварками. В итоге, принимая во внимание модельную зависимость результатов, имеем $\alpha_s/m^2 = 0,138 - 0,149$ ГэВ Фм³ и $\nu/m^2 = 0,678 - 0,692$ ГэВ Фм. Для $m = 250$ МэВ это дает $\nu = (460 \text{ МэВ})^2$ и $\alpha_s = 1$.

При вычислении средних $\langle rS' \rangle$ и $\langle rV' \rangle$, входящих в выражение (2), мы предполагали, что они не зависят от состава барионов и вычисляли их, используя волновую функцию кварков осцилляторного типа, отнормировавшись при этом на среднеквадратический радиус протона. Вычисления дают $\langle rS'/6m^2 \rangle = 3,44 - 3,49$ н.м. и $\langle rV'/6m^2 \rangle = 0,72 - 0,77$ н.м. Собственные магнитные моменты u -, d - и s -кварков мы фиксировали, нормируясь на наиболее точно измеренные магнитные моменты протона, нейтрона и Λ -гиперона. Результаты вычислений барионных магнитных моментов помещены в таблице, указанная ошибка отражает модельную зависимость предсказаний. Слева в таблице для сравнения помещены предсказания кварковой модели без учета спин-орбитальной связи.

Поправки к магнитному моменту системы, связанные с трансформационными свойствами волновой функции связанного состояния при преобразованиях буста ⁷ мы здесь не рассматриваем. Они составляют 10 – 15 % от поправок ls -типа и несколько улучшают согласие с экспериментом.

4. За исключением Σ^+ все магнитные моменты барионов, вычисленные в нерелятивистской кварковой модели с учетом спин-орбитальных сил согласуются с экспериментом в пределах точности измерений. Интересно, что магнитный момент Ξ^0 также уложился в экспериментальную погрешность. Поправка к магнитному моменту Σ^+ имеет правильный знак, но

по-прежнему остается рассогласование на два-три систематических отклонения. В таблице мы поместили переходный магнитный момент распада $\Sigma \rightarrow \Lambda \gamma$. Энерговыведение в этом процессе около 80 МэВ и для $m = 250$ МэВ составляет примерно треть массы конституэнтного кварка. Следует ожидать поэтому, что статическое приближение применимо с точностью $\sim 30\%$. С такой точностью теория согласуется с экспериментом. Мы приводим также предсказания для магнитного момента Ω^- гиперона, квазистабильной частицы.

Барцион	$l_s = 0$ (н.м.)	$l_s \neq 0$ (н.м.)	Эксперимент (н.м.)
p	<u>2,793</u>	<u>2,793</u>	2,793
N	<u>-1,913</u>	<u>-1,913</u>	-1,913
Λ	<u>-0,614</u>	<u>-0,614</u>	-0,6135 (40)
$\Sigma\Lambda$	-1,633	-1,445 (4)	-1,82 (20)
Σ^+	2,673	2,663 (4)	2,33 (13)
Σ^0	0,791	0,592 (6)	0,46 (28)
Σ^-	-1,091	-1,478 (15)	-1,41 (25)
Ξ^0	-1,436	-1,262 (3)	-1,250 (14)
Ξ^-	-0,494	-0,700 (8)	-0,75 (6)
Ω^-	-1,842	-2,370 (21)	-

В целом нерелятивистская потенциальная модель с учетом спин-орбитального взаимодействия кварков находится в хорошем согласии с экспериментом. Для дальнейшего развития модели необходимы более точные экспериментальные измерения магнитных моментов барионов.

Автор благодарит И.Ю.Кобзареву за полезные обсуждения и руководство работой.

Литература

1. CERN Courier, 1983, 23, 15.
2. Филиппов А.Т. УФН, 1982, 137, 201.
3. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика, М.: Наука, 1974.
4. Grotch H. Phys. Rev. Lett., 1970, 24, 39.
5. Gromes D. Nucl. Phys., 1977, B131, 80.
6. Schnitzer H.J. Phys. Rev., 1978, D18, 3482.
7. Close F.E., Osborn H. Phys. Rev., 1970, D2, 2127.