ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р-2439

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

С.Б. Герасимов

ПРАВИЛА СУММ ДЛЯ ПОГЛОЩЕНИЯ ФОТОНОВ НУКЛОНАМИ И МАГНИТНЫЙ МОМЕНТ ПЕРЕХОДА $N \to N^*_{3,3}$ В МОДЕЛИ КВАРКОВ

1965

P-2439

С.Б. Герасимов

ПРАВИЛА СУММ ДЛЯ ПОГЛОЩЕНИЯ ФОТОНОВ НУКЛОНАМИ И МАГНИТНЫЙ МОМЕНТ ПЕРЕХОДА $N \to N^*_{3,3}$ В МОДЕЛИ КВАРКОВ

1. Как известно, $SU(6)$ симметрия предсказывает не только магнитные моменты барионов, но и магнитные моменты переходов между различными состояниями мультиплета. В работе Бега, Ли и Пайса [1] было получено значение магнитного момента перехода $N \to N^*_{3,3}$:

$$\mu_{NN^*} = \langle p \,|\, \hat{M} \,|\, N^*_{3,3} \rangle = \frac{2\sqrt{2}}{3}\,\mu_p \,, \qquad (1)$$

где $\mu_p = 2{,}79$ n.m. – магнитный момент протона.

Возникает вопрос: можно ли применять формулу (1), полученную в рамках точной $SU(6)$ симметрии, для описания реальных процессов распада или возбуждения $N^*_{3,3}$ – изобары, т.е. в условиях нарушения $SU(6)$? Сравнение (1) с экспериментом проводилось в [1] на основе резонансной модели фоторождения пионов на нуклонах, предложенной в работе Гурдена и Салена [2]. Было найдено, что экспериментальное значение превосходит (1) в 1,6 раз.

В настоящей работе мы рассмотрим правило сумм для магнитного дипольного поглощения фотонов нуклонами в модели кварков и покажем, что отличие эксперимента от теоретического значения (1) составляет около 10%.

В модели кварков выражение (1) получается при вычислении матричного элемента от статического оператора магнитного момента

$$\hat{M} = \sum_i \left(g_i^{(\ell)}\, \hat{\ell}_i + g_i^{(s)}\, \hat{\sigma}_i \right) , \qquad (2)$$

где $g_i^{(\ell)}$ и $g_i^{(s)}$ – орбитальный и спиновый g -фактор i -го кварка.

На языке модели кварков вопрос о применимости (1) в условиях нарушения $SU(6)$ симметрии формулируется так: можно ли использовать статический оператор перехода (2) для вычисления реальных процессов? Для получения правил сумм для сечений поглощения фотонов мы будем использовать методы, которые хорошо известны в теории фотоядерных реакций [3].

Оператор M1-перехода в статическом приближении имеет вид:

$$T_{M1}(\omega) = i\sqrt{\frac{\omega}{2}} < f|\ \vec{M}\cdot\vec{\nu}\ |i>, \qquad (3)$$

где $\vec{\nu} = [\vec{n}\times\vec{\epsilon}]$, $\vec{n} = \frac{\vec{k}}{\omega}$, $\vec{\epsilon}$ – вектор поляризации фотона с энергией ω. В (3) нормировка производится на единичный объем и используется система единиц $\hbar = c = 1$.

С помощью стандартной процедуры [3] можно получить

$$\sigma_{-1}(M1) = \int_{\omega_{\text{пор}}}^{\infty} \frac{1+2\omega/M}{1+\omega/M}\ \frac{\sigma_{M1}(\omega)}{\omega}\, d\omega = 4\pi^2 \bar{\sum_i} \sum_f |< f|\ \vec{M}\cdot\vec{\nu}\ |i>|^2, \qquad (4)$$

где M – масса нуклона, $\sigma_{M1}(\omega)$ – сечение M1-поглощения, вычисленное в статическом приближении, и символы $\bar{\sum_i}$ и $\sum_f$ означают усреднение по поляризациям фотона и нуклона в начальном состоянии и суммирование по всем конечным состояниям.

Мы сохраняем за правилом сумм σ_{-1} обычное обозначение [3], хотя весовая функция в интеграле (4) отличается от ω^{-1} из-за использования релятивистской кинематики.

Используя полноту системы функций конечных состояний и явный вид оператора $\vec{M}$, можно получить

$$\sigma_{-1}(M1) = \frac{4\pi^2}{3} \sum_{\alpha=x,y,z} [< M_\alpha^2 > - < M_\alpha >^2] = 4\pi^2\left(\frac{e}{2M}\right)^2 \left[\frac{1}{3}\left(\frac{M}{M_q}\right)^2 \ell(\ell+1) + \frac{8}{9}\mu_p^2\right], \qquad (5)$$

где M_q - масса кварка в составе нуклона, ℓ – орбитальный момент отдельных кварков относительно центра масс системы.

Усреднение в (5) ведется по основному состоянию нуклона. Первое слагаемое в (5) определяется вкладом орбитальной части оператора $\vec{M}$ в (2), а второе – спиновым оператором. При вычислении (5) предполагалось, что волновая функция нуклона имеет вид:

$$\Psi = \psi(x_i)\ \ \xi\ , \qquad (6)$$

где $\psi(x_i)$ – полностью антисимметричная пространственная волновая функция, ξ – симметричная функция спиновых и унитарных переменных. Явный вид ξ и характер симметрии $\psi(x_i)$, требуемые для получения (5), определяются принадлежностью нуклона к 56-плету группы $SU(6)$. Выражение (5) одинаково для протона и для нейтрона.

Заметим, что если в формуле (4) оставить из всей суммы только один член, соответствующий возбуждению 3,3 изобары, то в результате получим выражение (5) с $\ell = 0$. Это означает, что возбуждение 3,3-изобары исчерпывает вклад всех спиновых переходов.

Для экспериментальной проверки соотношения (1) нам нужно подставить в интеграл (4) сечение резонансного перехода $\sigma_{M1}^{3,3}(\omega)$ на протоне или на нейтроне:

$$\sigma_{M1}^{3,3}(\omega) = \sigma_{M1}^{3,3}(\gamma p \to \pi^0 p) + \sigma_{M1}^{3,3}(\gamma p \to \pi^+ n). \qquad (7)$$

Соотношение вероятностей распада $N^*_{3,3} \to p + \pi^0$ и $N^*_{33} \to n + \pi^+$ следует из изотопической инвариантности – $w(p\pi^0) : w(n\pi^+) = 2:1$. Отсюда находим:

$$\sigma_{M1}^{33}(\omega) = \frac{3}{2}\sigma_{M1}^{3,3}(\gamma p \to \pi^0 p). \qquad (8)$$

В широкой области энергий возбуждение изобары является доминирующим процессом в фоторождении нейтральных пионов.

Подставляя в интеграл вместо $\sigma_{M1}^{33}(\gamma p \to \pi^0 p)$ экспериментальное сечение фоторождения π^0, находим

$$\sigma_{-1}^{3,3}(M1)_{\text{эксп}} \approx 265\ \mu b. \qquad (9)$$

При вычислении (9) мы обрезали интегрирование на верхнем пределе при 800 Мэв. В связи с этим подчеркнем, что вклад высоких энергий в интеграл совершенно незначителен из-за быстрого убывания сечения и обрезающего фактора ω^{-1} под знаком интеграла.

Теоретическое значение правила сумм составляет

$$\sigma_{-1}^{3,3}(M1)_{\text{теор}} = 4\pi^2\left(\frac{e}{2M}\right)^2 (\mu_{NN^*})^2_{\text{теор}} = 4\pi^2\left(\frac{e}{2M}\right)^2 \frac{8}{9}\mu_p^2 = 220\,\mu b, \qquad (10)$$

откуда следует

$$\frac{(\mu_{NN^*})_{\text{эксп.}}}{(\mu_{NN^*})_{\text{теор}}} \simeq 1{,}1. \qquad (11)$$

2. Аналогичным образом можно получить правило сумм для электрического дипольного поглощения фотонов нуклонами:

$$\sigma_{-1}(E1) = \int_{\omega}^{\infty} \frac{1+2\omega/M}{1+\omega/M}\ \frac{\sigma_{E1}(\omega)}{\omega}\, d\omega = \frac{4\pi^2 e^2}{3} < r^2 >, \qquad (12)$$

где $< r^2 >$ – средне-квадратичный радиус распределения заряда протона. Сравнение (12) с экспериментом показывает, что в отличие от сечения M1-поглощения сечение E1-поглощения убывает достаточно медленно и вклад высоких энергий в интервал (12) чрезвычайно существенен. Этот факт затрудняет сравнение теоретического правила сумм (12) с экспериментом, так как при высоких энергиях статическое приближение неприменимо. Подробнее мы обсудим этот вопрос в другой работе.

Автор благодарен А.М. Балдину и А.Б. Говоркову за интерес к работе и полезное обсуждение.

Литература

1. M.A.B.Beg, B.Lee, A.Pais. Phys. Rev. Lett., 13, 515 (1964).
2. M.Gourdin, P.Salin, N.Cim., 27, 193 (1963).
3. Д. Левинджер. Фотоядерные реакции, ИИЛ, 1964.

Рукопись поступила в издательский отдел
17 ноября 1965 г.