

С 323.4

М-333

30/11/66

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р - 2821



В.А. Матвеев, Б.В. Струминский, В.Г. Таргамдзе

СМЕШИВАНИЕ КОНФИГУРАЦИЙ
В МОДЕЛИ КВАРКОВ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

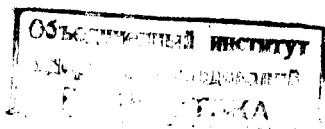
1966

P - 2821

В.А. Матвеев, Б.В. Струминский, В.Г. Таргамалэе

СМЕШИВАНИЕ КОНФИГУРАЦИЙ
В МОДЕЛИ КВАРКОВ

4396/1 чр.



В последнее время значительный успех в классификации элементарных частиц был достигнут на основе группы SU_6 и модели кварков. В модели кварков барионы рассматриваются как связанные состояния трех кварков. Если гамильтониан обладает симметрией SU_6 , то унитарно-спиновая часть волновой функции трех кварков может преобразовываться по одному из представлений группы SU_6 , а именно, по представлениям 56, 20, 70. Лучшие результаты получаются, если октет барионов $1/2^+$ и декуплет резонансов $3/2^+$ помещаются в представление 56. В рамках модели кварков, однако, можно не требовать симметрии SU_6 и рассмотреть различные конфигурации с заданными моментами и четностью. Мы покажем, что смесь конфигураций 56 с $L = 0$ и 20 с $L = 1$ приводит к правильным значениям магнитных моментов барионов и позволяет получить отношение g_A/g_V для β -распада нейтрона, согласующееся с экспериментом. По существу наши вычисления повторяют старую работу Блатта по β -распаду трития ^{1/}, в которой при вычислении гаммов-теллеровского матричного элемента были использованы все возможные конфигурации трех частиц с $J^P = \frac{1}{2}^+$ и $T = \frac{1}{2}$. Наиболее общее выражение для волновой функции октета барионов с $J^P = \frac{1}{2}^+$ имеет вид:

$$\begin{aligned}
 (8, \frac{1}{2}^+) &= a_1 (56; L=0, S=\frac{1}{2}) + a_2 (20; L=0, S=\frac{1}{2}) + \\
 &+ a_3 (70; L=0, S=\frac{1}{2}) + \beta_1 (56; L=1, S=\frac{1}{2}) + \beta_2 (20; L=1, S=\frac{1}{2}) + \\
 &+ \beta_3 (70; L=1, S=\frac{1}{2}) + \gamma_1 (70; L=1, S=3/2) + \gamma_2 (70; L=2, S=\frac{3}{2}) .
 \end{aligned} \tag{1}$$

Символ $(20 : L = 1, S = \frac{1}{2})$ обозначает волновую функцию, унитарно-спиновая часть которой есть компонента 20-плета с $S = \frac{1}{2}$, а орбитальная волновая функция имеет $L = 1$. Для того, чтобы решить вопрос о том, какие из конфигураций в (1) преобладают, мы вычислим магнитные моменты протона и нейтрона. Оператор магнитного момента нуклона выбираем в виде:

$$\hat{\mu} = \mu \sum_{i=1}^3 e_i (\sigma_i + L_i) . \tag{2}$$

Оператор орбитального магнитного момента можно представить в виде:

$$\hat{\mu}_{\text{орб.}} = \frac{1}{3} \mu \sum_{i=1}^3 e_i \sum_{j=1}^3 L_j + \mu \sum_{i=1}^3 e_i (L_i - \frac{1}{3} L) \quad (3)$$

Для вычисления матричных элементов второго члена в формуле (3) надо знать явный вид орбитальной волновой функции. Из свойств симметрии относительно перестановок следует, что второй член в (3) не имеет матричных элементов между симметричными и антисимметричными состояниями. Остальные матричные элементы, вообще говоря, отличны от нуля, однако мы не будем их учитывать. Так нередко поступают в ядерной физике при вычислении магнитных моментов ядер. Магнитный момент для заданной конфигурации $\mu(\ell, S)$ оказывается равным:

$$\mu(\ell, S) = \frac{MQ}{9} \left(\frac{3}{4} + \ell(\ell+1) - S(S+1) \right) + \frac{M}{3S} \left(\frac{3}{4} + S(S+1) - \ell(\ell+1) \right) \quad (4)$$

Спиновый магнитный момент имеет следующие значения:

$$\underline{56}, \mu_p = \mu, \mu_n = -\frac{2}{3} \mu; \underline{20}, \mu_p = -\frac{1}{3} \mu, \mu_n = \frac{2}{3} \mu; \underline{70}, \mu_p = \frac{1}{3} \mu; \mu_n = 0.$$

Для магнитных моментов протона и нейтрона получаем:

$$\mu_p = \mu \left[a_1^2 - \frac{1}{3} a_2^2 + \frac{1}{3} a_3^2 - \frac{1}{9} \beta_1^2 + \frac{1}{3} \beta_2^2 + \frac{1}{9} \beta_3^2 + \frac{4}{9} \gamma_1^2 \right], \quad (5)$$

$$\mu_n = \mu \left[-\frac{2}{3} a_1^2 + \frac{2}{3} a_2^2 + \frac{2}{9} \beta_1^2 - \frac{2}{9} \beta_2^2 \right].$$

Нетрудно видеть, что учет состояний (20; L=0, S=1/2) и (70; L=0, S=1/2) ухудшает отношение μ_p/μ_n , поэтому мы отбросим эти конфигурации. Если мы оставим лишь состояния

$$(56; L=0, S=\frac{1}{2}), (20; L=1, S=\frac{1}{2}), (70; L=2, S=\frac{3}{2}),$$

то у нас остается отношение $\mu_p/\mu_n = -3/2$. Напомним, что если мы оставим лишь (56, L=0, S=1/2) и (20, L=1, S=1/2), то второй член в (3) не дает вклада в магнитный момент и мы будем иметь $\mu_p = \mu(a_1^2 + \frac{1}{3} \beta_2^2)$, $\mu_n = -\frac{2}{3} \mu(a_1^2 + \frac{1}{3} \beta_2^2)$.

Вычислим теперь отношение g_A/g_V , считая, что в (1) a_1, β_2 и γ_2 отличны от нуля.

В нерелятивистской модели

$$\frac{g_A}{g_V} = \frac{\langle \Psi_p | \sum_{i=1}^3 r_i^2 \sigma_i^3 | \Psi_p \rangle}{\langle \Psi_p | \sum_{i=1}^3 r_i^2 | \Psi_p \rangle} \quad (6)$$

В результате элементарных вычислений получаем

$$\frac{g_A}{g_V} = \frac{5}{3} a_1^2 + \frac{1}{3} \beta_2^2 - \frac{1}{3} \gamma_2^2 \quad (7)$$

Для вычисления отношения F - и D -связей для аксиального тока вспомним, что для представления 56 -связь $D + \frac{2}{3} F$, для представления 20 -связь - D, для октета с $S = \frac{3}{2}$ из представления 70 - $\frac{1}{3} F$ - связь. Умножив на соответствующие коэффициенты Клебша-Гордана, находим, что связь

$$a_1^2 (D + \frac{2}{3} F) + \frac{1}{3} \beta_2^2 D - \frac{1}{3} \gamma_2^2 F \quad (8)$$

Отсюда

$$\frac{D}{F+D} = \frac{a_1^2 + \frac{1}{3} \beta_2^2}{\frac{5}{3} a_1^2 + \frac{1}{3} \beta_2^2 - \frac{1}{3} \gamma_2^2} \quad (9)$$

Далее нетрудно получить соотношения между g_A/g_V с параметрами F и D:

$$\frac{g_A}{g_V} = \frac{1}{3} \frac{D+F}{D-F} \quad (10)$$

Это соотношение было впервые получено в работе /2/ на основе алгебры токов

$U(3) \times U(3)$. Относительно конфигурации (70; L=2, S=3/2) можно сделать следующие замечания. Экспериментальные данные по фоторождению π^0 - мезонов указывают на то, что E2 - переход подавлен по сравнению с M1 - переходом /3/. Это обстоятельство может служить некоторым указанием в пользу того, что примесь состояния (70; L=2, S=3/2) мала, и мы будем пренебрегать ею.

Тогда

$$\frac{g_A}{g_V} = \frac{4}{3} a_1^2 + \frac{1}{3} \quad (11)$$

Подставляя экспериментальное значение $\frac{g_A}{g_V} = 1,18$, находим $a_1^2 = 0,85$ и

$$\frac{D}{F+D} = \frac{2a_1^2 + 1}{4a_1^2 + 1} = 0,64$$

Экспериментальные значения $\frac{D}{F+D} = 0,87 \pm 0,03; 0,83$. Мы видим, что полученное значение $\frac{D}{F+D}$ лучше согласуется с экспериментом, чем результат теории

$$SU_6: \frac{D}{F+D} = 0,6$$

Теперь рассмотрим предсказания модели относительно переходов октет-декуплет.

Декуплет резонансов мы будем описывать представлением 56 с $L=0$, так как в представлении 20 декуплет не входит. Нетрудно видеть, что в такой модели все матричные элементы переходов отличаются от матричных элементов теории SU_6 лишь множителем a_1 . В частности, константа аксиального перехода

$$g_A^x = \frac{4}{3} a_1 = \frac{2}{3} \sqrt{3} \frac{g_A}{g_V} = 1,06 \quad (12)$$

Магнитный момент перехода

$$\mu^x = \frac{2\sqrt{2}}{3} \mu_{a_1} = \frac{2\sqrt{2}}{3} \mu_p \frac{3\sqrt{3} \frac{g_A}{g_V} - 1}{3 \frac{g_A}{g_V} + 1} = \mu_{SU_6}^x \cdot 1,05 \quad (13)$$

Экспериментальное значение

$$\mu^x = \mu_{SU_6}^x (1,28 \pm 0,02)$$

В последнее время проблема смешивания конфигураций исследовалась многими авторами в рамках алгебры токов ^{/4/}.

Наши результаты относительно матричных элементов аксиального тока совпадают с теми, которые были получены методом алгебры токов. Результаты отличаются лишь относительно магнитных моментов. Выражение (2) для оператора магнитного момента выбрано на основании соображений, развитых в работе ^{/5/}. Согласно ^{/5/} кварк в составной частице имеет некоторую эффективную массу, которая и определяет спиновый магнитный момент кварка. В предельном случае сильного притяжения и большого радиуса действия потенциала эффективная масса кварка равна $\frac{1}{3} m_p$. Мы предполагали, что та же эффективная масса определяет орбитальный магнитный момент. Однако, вообще говоря, орбитальный и спиновый гиромагнитные множители могут отличаться от обычных. Если мы вообще не будем учитывать орбитальный магнитный момент, получим:

$$\mu_p = \mu \left(\frac{8}{9} a_1^2 + \frac{1}{9} \right), \quad (14a)$$

$$\mu_n = -\frac{2}{3} \mu \left(\frac{2}{3} a_1^2 + \frac{1}{3} \right), \quad (14b)$$

$$\mu^x = \frac{2\sqrt{2}}{3} \mu_{a_1} \quad (14в)$$

Исключив постоянную μ , получаем

$$\mu^x = 6\sqrt{2} \mu_p \frac{a_1}{8a_1^2 + 1} = \mu_{SU_6}^x \cdot \frac{9a_1}{8a_1^2 + 1}, \quad (15a)$$

$$\mu^x = \frac{\sqrt{2}}{a_1} \left(\mu_p + \frac{1}{2} \mu \right). \quad (15b)$$

Эти результаты совпадают с результатами, полученными в работе ^{/6/} на основе алгебры токов с привлечением гипотезы частично сохраняющегося тензорного тока. Магнитный момент перехода μ^x , вычисленный по формулам (15a, б), лучше согласуется с экспериментом, чем μ^x , вычисленный по формуле (13). Однако лучшее согласие с экспериментом формулы (15) может быть случайным, поскольку гипотеза частично сохраняющегося тензорного тока имеет точность в лучшем случае 20%.

В заключение мы рассмотрим правила сумм для матричных элементов, которые следуют из алгебры токов, с учетом смешивания конфигураций.

Рассмотрим коммутационное соотношение аксиальных токов

$$\left[\sum_{i=1}^3 \sigma_i^{(3)} r_i^+, \sum_{j=1}^3 \sigma_j^{(3)} r_j^- \right] = 2 \sum_{i=1}^3 r_i^{(3)} \quad (16)$$

и возьмем матричный элемент между протонными состояниями. Если в левой части мы вставим полную систему промежуточных состояний и учтем лишь нуклон и изобару $3/2^+$, то получим

$$\left(\frac{4}{3} a_1^2 + \frac{1}{3} \right)^2 - \frac{16}{9} a_1^2 = 1 \quad (17)$$

Отсюда находим, единственное решение $a_1 = 1$, т.е. $g_A/g_V = 5/3$. Однако мы можем ввести второй октет $1/2^+$, который имеет структуру:

$$\underline{8}' = \beta_2 (56; L=0, S=\frac{1}{2}) - a_1 (20; L=0, S=\frac{1}{2}) \quad (18)$$

Если среди промежуточных состояний учесть β' , то получим правило сумм

$$\left(\frac{4}{3}a_1^2 + \frac{1}{3}\right)^2 - \frac{16}{9}a_1^2 + \frac{4}{3}a_1\sqrt{1-a_1^2} = 1 \quad (18)$$

Подставляя сюда a_1 , соответствующую $\frac{EA}{Ev} = 1,2$, слева получим 0,82. Возможным кандидатом в β' является резонанс $N_{1/2}^+$ (1518).

В заключение мы выражаем глубокую благодарность Н.Н. Боголюбову, В.Г. Калышевскому, Р.М. Мурадянцу за полезные обсуждения, а также В.К. Игнатовичу за участие в работе в первоначальной стадии.

Л и т е р а т у р а

1. J.M.Blatt, Phys. Rev., 89,86 (1953).
2. R.Gatto, L.Maiani, G.Preparata. Phys. Rev., 142,1135 (1969).
3. R.H.Dalitz, D.G.Sutherland. Preprint, Oxford, 1966.
4. H.Narari, Preprint, 1966, Stamford; O.Altarelli, R.Gatto, L.Maiani, G.Preparata. Preprint, Florence, 1966; N.Cabibbo, H.Ruegg. Preprint, CERN, 1966.
5. Н.Н. Боголюбов, Б.В. Струминский, А.Н. Тавхеладзе. Препринт ОИЯИ, Д-1088, Дубна, 1985.
6. R.Gatto, L.Maiani, G.Preparata. Preprint, Florence, 1966.

Рукопись поступила в издательский отдел
1 июля 1988 г.