

С 323.4

А-50

4/Т-68

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P2 - 3603



М.К.Алиев, Б.В.Струминский

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

МОДЕЛЬ КВАРКОВ ДЛЯ НЕЛЕПТОННЫХ РАСПАДОВ,
НЕ СОХРАНЯЮЩИХ ЧЕТНОСТЬ

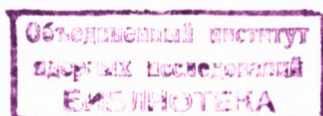
1967.

P2 - 3603

М.К.Алиев, Б.В.Струминский

МОДЕЛЬ КВАРКОВ ДЛЯ НЕЛЕПТОННЫХ РАСПАДОВ,
НЕ СОХРАНЯЮЩИХ ЧЕТНОСТЬ.

Направлено в ЯФ



5529/1, up

На основе модели кварков удается весьма простым способом связать различные свойства барионов и мезонов. В частности, были получены соотношения между магнитными моментами барионов и мезонов, единым образом было объяснено расщепление масс унитарных мультиплетов^{/1/}.

В работе^{/2/} на основе модели кварков были рассмотрены единым образом слабые радиационные распады барионов и мезонов. В настоящей заметке мы применим модель кварков для описания нелептонных распадов адронов с несохранением четности. В модели кварков естественно представлять эти распады как индуцированные распадом λ -кварка. Возможны два распада λ -кварка: $\lambda \rightarrow p + \pi^-$ и $\lambda \rightarrow n + \pi^0$. Распад одного λ -кварка с вылетом π^+ -мезона запрещен. Принимая модель кварков, мы таким образом весьма просто объясняем, почему распад $\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^+$ происходит только в p -волне.

Нелептонным распадам адронов в модели кварков был посвящен ряд работ^{/3/}. Однако, на наш взгляд, эти работы являются ошибочными, поскольку в них нарушена известная теорема о том, что в CP и SU(3)-инвариантной теории с октетным гамильтонианом слабого взаимодействия запрещены распады $K^0 \rightarrow 2\pi^-$. В работах^{/3/} матричный элемент распада λ -кварка записывался в виде $\bar{\psi}\psi\phi$. Однако, принимая этот матричный элемент, мы находим, что амплитуда распада $K \rightarrow 2\pi^-$ равна нулю. Действительно, $K_1^0 = \frac{\lambda_{\bar{u}} - \lambda_u}{\sqrt{2}}$, амплитуды распадов $\lambda \rightarrow u + \pi^0$ и $\bar{\lambda} \rightarrow \bar{u} + \pi^0$ равны и поэтому амплитуда распада $K_1^0 \rightarrow 2\pi^0$ равна нулю. Амплитуды распадов гиперонов отличны от нуля. В силу этих обстоятельств для того, чтобы описать распады гиперонов и K-мезонов единым образом, мы должны построить эффективное взаимодействие, описывающее распад λ -кварка, которое исчезает в пределе SU(3)-симметрии. Простейшим вариантом такого взаимодействия является

$$H_{\text{int}} = g_0 \bar{u} \gamma_\mu \lambda \partial_\mu \pi^0 + g_{-p} \bar{p} \gamma_\mu \lambda \partial_\mu \pi^- \quad (1)$$

Если мы постулируем правило $\Delta T = \frac{1}{2}$, то между константами g_0 и g_- должно выполняться соотношение

$$\sqrt{2} g_0 + g_- = 0. \quad (2)$$

В этом случае взаимодействие (1) удобно записать в виде:

$$H_{int} = g \bar{\psi} \gamma_\mu \{ \lambda_6 \partial_\mu P \} \psi. \quad (3)$$

Далее, для построения амплитуд распадов составных барионов и мезонов мы воспользуемся волновыми функциями, полученными, например, в работе^{/1/}. Используя готовые результаты этой работы, мы получаем амплитуды распадов гиперонов

$$A(Y \rightarrow B + \pi) = g \text{Sp}[\bar{B} B] \{ \lambda_6 P \} \cdot (m_Y - m_B). \quad (4)$$

Вычислив след, мы находим

$$A(\Sigma^-) = g(m_\Sigma - m_N) A(\Lambda^-) = g \sqrt{\frac{3}{2}} (m_\Lambda - m_N) \quad (5)$$

$$A(\Xi^-) = g \sqrt{\frac{3}{2}} (m_\Xi - m_\Lambda).$$

Соотношения между амплитудами, следующие из (5), прекрасно согласуются с экспериментом, например,

$$A(\Sigma^-)/A(\Lambda^-) = \sqrt{\frac{2}{3}} \cdot \frac{m_\Sigma - m_N}{m_\Lambda - m_N} = 1,2 \quad - \text{экспериментальное значение}$$

$1,2 \pm 0,03$. Из (5) следует также модифицированное соотношение Ли-Сугавара:

$$2\sqrt{2} (m_\Xi - m_\Lambda)^{-1} A(\Xi^-) = \sqrt{2} (m_\Lambda - m_N)^{-1} A(\Lambda^-) + \sqrt{3} (m_\Sigma - m_N)^{-1} A(\Sigma^-). \quad (6)$$

Соотношения (5), (6) были получены ранее в модели с K^* полюсом^{/4/} и отличаются от соотношений работ^{/3/} наличием множителей $m_Y - m_B$.

Теперь получим амплитуды распадов K -мезонов. В рассматриваемой модели π -мезоны выступают не равноправно: один π -мезон рассматривается как классическое поле, а другой π -мезон - как связанное состояние кварков. В силу этого обстоятельства мы должны симметризовать амплитуду по π -мезонам.

Воспользовавшись волновыми функциями, из^{/1/} мы получаем амплитуду распада

$$A(K \rightarrow 2\pi) = g(m_K^2 - m_\pi^2) \text{Sp}(\{PP_1\} \{ \lambda_6 P_2 \} + \{PP_2\} \{ \lambda_6 P_1 \}), \quad (7)$$

откуда

$$A(K_1^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) = g \sqrt{2} (m_K^2 - m_\pi^2).$$

Отсюда мы можем вычислить, например, отношение вероятностей между $K_1^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ и S волновой частью $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$

$$\frac{\Gamma_s(\Lambda \rightarrow p + \pi^-)}{\Gamma(K_1^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)} = \frac{3(m_\Lambda - m_N)^2 ((m_\Lambda + m_N)^2 - \mu^2) m_K^2}{4(m_K^2 - m_\pi^2)^2 m_\Lambda^2} \cdot \frac{p}{q} = 0,176. \quad (8)$$

Это значение отличается от экспериментального 0,32. Возможное объяснение расхождения состоит в том, что мы не учитывали формфакторы, учет которых может существенно уменьшить вероятность распада $K \rightarrow 2\pi$.

Действительно, если принять, что формфактор $F(q^2) = (1 + \frac{q^2}{m^2})^{-2}$, где $m \approx 500$ Мэв для K -мезона и $m \approx 800$ Мэв для Λ -гиперона, то мы получим $\Gamma_s(\Lambda)/\Gamma(K_1^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) \approx 0,3$. Однако, поскольку соотношения (5), (6) хорошо согласуются с экспериментом, мы должны постулировать, что q^2/m^2 одинаково для всех распадов гиперонов.

В заключение мы хотели бы поблагодарить А.Н. Тавхелидзе за интерес к работе.

Л и т е р а т у р а

1. A.N.Tavkhelidze, Higher Symmetries and Composite Models of Elementary Particles from High Energy Physics and Elementary Particles, IAEA, Vienna, 1965.
2. V.K.Ignatovich, B.V.Struminsky, Phys. Letters 24B, 69, 1967.
3. S.Badier, Preprint ORSAY (1967). Dar, A. Quark Model Predictions for Hadron Decays. 1. Weak Decays Cambridge, 1967.
4. I.I.Sakurai. Phys. Rev., 156, 1508 (1967).
Ю. Нири, Б.В. Струминский, А.Н. Тавхелидзе. Препринт ОИЯИ Р2-3254, Дубна 1967.

Рукопись поступила в издательский отдел
27 ноября 1967 г.