

ОБ ОДНОЙ ВОЗМОЖНОСТИ НАБЛЮДЕНИЯ ГИБРИДНЫХ БАРИОНОВ В ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

Л.В. Фильков

Предлагается искать гибридные барионы путем сравнения данных по реакциям фоторождения пионов на протоне и нейтроне, полученных из эксперимента по фоторождению пионов на дейтерии путем выделения вкладов полюсных однонуклонных диаграмм.

Согласно предсказаниям КХД, наряду с обычными барионами, составленными из трех валентных кварков (q^3), могут существовать гибридные барионы /1/, состоящие из трех кварков и глюона (q^3g). В последнем случае глюоны проявляют себя как конституентные партоны, генерируя новую спектроскопию барионов. Легчайшие гибридные барионы должны принадлежать 70-плету аромат-спиновой SU(6)-симметрии. Ими могли бы быть /2/ состояния P_{11} (1440), P_{11} (1710) и P_{13} (1720). Анализ экспериментальных данных по πN -рассеянию /3/ показал, что резонанс P_{11} (1440) имеет два близких полюса в комплексной плоскости: $(1359, -100i)$ МэВ и $(1410, -80i)$ МэВ. Если это действительно так, то один из них мог бы быть гибридным барионом.

С другой стороны, как было показано в /4/, в отличие от обычного P_{11} -бариона заряженный гибридный \bar{P}_{11}^+ -барион вследствие принадлежности к 70-плету SU(6)-симметрии не может распадаться с излучением гамма-кванта: $\bar{P}_{11}^+ \rightarrow \gamma p$. Распад же нейтрального гибрида $\bar{P}_{11}^0 \rightarrow \gamma n$ разрешен. Таким образом, в процессах фотообразования π -мезонов на протоне $\gamma + p \rightarrow n(p) + \pi^+(\pi^+)$ должен рождаться только один обычный P_{11} -резонанс, а в процессах фотообразования пионов на нейтроне $\gamma + n \rightarrow p(n) + \pi^-(\pi^0)$ — два P_{11} -резонанса: обычный и гибридный. Наблюдение такого эффекта явилось бы надежным указанием на то, что один из этих резонансов, отсутствующий в реакции $\gamma + p$, является гибридным барионом /4, 5/.

Данные по фоторождению пионов на нейтроне извлекаются в настоящее время из реакции фоторождения на дейтерии. При этом делается ряд существенных предположений, связанных с использованием импульсного приближения, со сходом с массовой поверхности, с формфакторами, с неточным знанием вершины $d \rightarrow pn$, с многократным рассеянием и т.п.

В работе /6/ предложено исследовать обратную реакцию $\pi^- p \rightarrow \gamma n$ и проведено измерение право-левой асимметрии в этой реакции на поперечно поляризованной мишени. Полученные данные находятся в разногласии с тем, что найдено для процесса фоторождения на нейтроне, т.е. в γd -эксперименте. Разногласия, вероятно, связаны с неполным учетом и пониманием поправок в экспериментах на дейтерии и требуют дополнительного экспериментального изучения.

Указанных неоднозначностей можно избежать, если данные о фоторождении как на нейтроне, так и на протоне получать в одном и том же эксперименте из измерения фоторождения пионов на дейтерии в определенных кинематических условиях, позволяющих однозначно выделить сечения фоторождения на нейтроне и протоне.

Предлагается изучить реакции

$$\gamma + d \rightarrow \pi^{-(0)} + p + p(n), \quad (1)$$

$$\gamma + d \rightarrow \pi^{+(0)} + n + n(p) \quad (2)$$

и выделить из них диаграммы, изображенные на рис. 1.

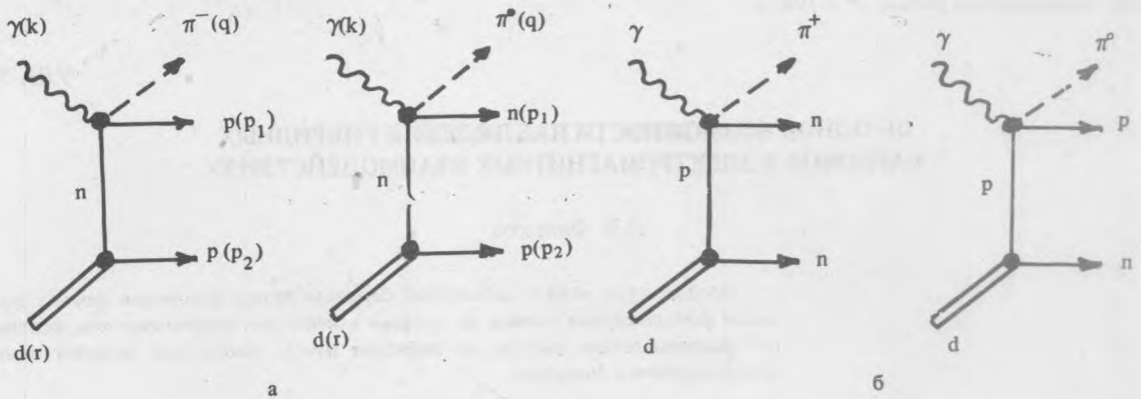


Рис. 1. Полюсные диаграммы для процессов $\gamma + d \rightarrow \pi^{-}(0) + p + p(n)$ и $\gamma + d \rightarrow \pi^{+}(0) + n + n(p)$, связанные с фоторождением на нейтроне (а) и протоне (б).

Рассматриваемые реакции характеризуются следующими инвариантными переменными:

$$s = (k + r)^2 = m_d^2 + 2m_d\nu, \quad t = (r - p_2)^2 = (m_d - m)^2 - 2m_dT,$$

$$s_1 = (p_1 + q)^2 = t + 2\nu(m_d - m - T - \bar{p}_2 \cos \theta_{\gamma p_2}) = m^2 + \mu^2 + 2q_0 E_1 - 2\bar{q}\bar{p}_1 \cos \theta_{\gamma p_1},$$

$$t_1 = (k - q)^2 = \mu^2 - 2\nu(q_0 - \bar{q} \cos \theta_{\gamma\pi}), \quad s_2 = (p_1 + p_2)^2 = s + t_1 - 2q_0 m_d,$$

где m_d, m, μ — массы соответственно дейтерия, нуклона и пиона, ν — энергия фотона в системе покоя дейтерия; T — кинетическая энергия нуклона-спектатора; E_i и \bar{p}_i — энергия и импульс i -того нуклона; q_0 и \bar{q} — энергия и импульс пиона.

Сечения фоторождения пионов на нуклоне следующим образом связаны с сечениями процессов (1) и (2):

$$\frac{d\sigma_{\gamma N \rightarrow \pi N'}}{d \cos \theta_{\gamma\pi}^Q} = \lim_{t \rightarrow m^2} \left[\frac{4\pi}{\Gamma^2} \frac{m_d(t - m^2)^2 \nu^2}{m(s_1 - m^2)} \right] \frac{d^3\sigma_{\gamma d \rightarrow \pi NN'}}{dt ds_1 d \cos \theta_{\gamma\pi}^Q},$$

где $\Gamma = 4a/m(1 - ar_0)$, $a = m\delta$, $\delta = 2.22$ МэВ, $\theta_{\gamma\pi}^Q$ — угол между γ — квантом и пионом в с.ц.м. $\gamma N, r_0 = 1.75$ Фм.

Таким образом, вклад диаграмм, изображенных на рис. 1, и, следовательно, сечения фоторождения пионов на нуклоне можно найти, экстраполируя экспериментальные данные по фоторождению на дейтерии по квадрату передаваемого импульса t в точку $t = m^2$. Такая процедура дает возможность получить результат модельно независимым образом. С другой стороны, рассматриваемые диаграммы можно выделить, выбирая кинематику так, чтобы кинетическая энергия T нуклона-спектатора (протона для реакции (1) и нейтрона для реакции (2)) была бы близкой к нулю. В этом случае диаграммы на рис. 1а дают доминирующий вклад в процесс (1), а диаграммы на рис. 1б — в процесс (2). Использование монохроматического пучка фотонов дает возможность провести указанные процедуры с достаточной точностью.

Одновременное определение таким способом сечений фоторождения на протоне и на нейтроне позволяет отнормировать полученные результаты на имеющиеся данные по прямому фоторождению на протоне и избавиться как от ошибок абсолютизации в данном эксперименте, так и от неоднозначных коэффициентов, связанных с вершиной $d \rightarrow pn$.

Вопросы, связанные с этими неоднозначностями, не возникнут, если будем изучать отношение сечений фоторождения на нейтроне и протоне

$$\frac{d\sigma_{\gamma n \rightarrow \pi N} / d \cos \theta_{\gamma\pi}^Q}{d\sigma_{\gamma p \rightarrow \pi N'} / d \cos \theta_{\gamma\pi}^Q} = \lim_{t \rightarrow m^2} \frac{d^3\sigma_{\gamma d \rightarrow \gamma\pi p N} / dt dS_1 d \cos \theta_{\gamma\pi}^Q}{d^3\sigma_{\gamma d \rightarrow \gamma\pi n N'} / dt dS_1 d \cos \theta_{\gamma\pi}^Q}$$

где

$$N = n \text{ для } \pi^0, \text{ p для } \pi^-, N' = p \text{ для } \pi^0, \text{ n для } \pi^+.$$

Таким образом, в предлагаемом методе нахождения сечений фоторождения пионов на нейтроне в отличие от традиционного способа определения этих сечений из процесса фоторождения на дейтерии снимаются неопределенности, связанные с использованием импульсного приближения, схода с массовой поверхности, формфакторами, многократным рассеянием, с неточным знанием вершины $d \rightarrow pn$ и т.п. Все это делает возможным более однозначно найти сечение фоторождения на нейтроне (и одновременно на протоне) в области $P_{11}(1440)$ - и $P_{11}(1710)$ -резонансов и решить вопрос о существовании гибридных барионов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Barnes T., Close F. Phys. Lett., **116B**, 365 (1982).
2. Golowitz E. et al. Phys. Rev., **D28**, 160 (1983); Barnes T., Close F. Phys. Lett., **123B**, 89 (1983).
3. Arndt R. et al. Phys. Rev., **D32**, 1085 (1985).
4. Barnes T., Close F. Phys. Lett., **128B**, 277 (1983).
5. Бекренев В.С., Круглов С.П., Лопатин И.В. Нуклон-нуклонные и адрон-ядерные взаимодействия при промежуточных энергиях. Труды симпозиума, ЛИЯФ, Ленинград, 1986 г., с. 141.
6. Kim G. J. et al. Phys. Rev. Lett., **56**, 1779 (1986).

Поступила в редакцию 21 марта 1989 г.