

## О ВОЗМОЖНОСТИ ОБРАЗОВАНИЯ УЗКИХ ДИБАРИОНОВ В РАССЕЯНИИ ГАММА-КВАНТОВ НА ЯДРАХ

Л.В. Фильков

*Показано, что рассеяние гамма-квантов на ядрах может быть использовано для поиска узких нестранных дибарионов и определения вклада шестикварковых кластеров в ядра.*

Узкие дибарионы — это экзотические шестикварковые (6q) комбинации с барионным числом два, распад которых в адронный канал подавлен. Механизмы подавления могут быть разными [1,2]. Нас интересуют запреты распада дибариона в адронный канал, не связанные с модельными представлениями. Такие запреты могут возникнуть вследствие сохранения квантовых чисел. Так, согласно принципу Паули, запрещены распады 6q-системы на два нуклона в следующих случаях: 1) если изоспин  $T = 0$ , то для четных синглетов и нечетных триплетов; 2) если  $T = 1$ , то для нечетных синглетов и четных триплетов, т.е. запрещены двухнуклонные состояния:

$$\begin{aligned} &^{11}S_0, ^{11}D_2, ^{11}G_4, \dots; ^{13}P_J, ^{13}F_J, \dots; \\ &^{31}P_1, ^{31}F_3, \dots; ^{33}S_1, ^{33}D_J, ^{33}G_J, \dots, \end{aligned} \quad (1)$$

где индексы наверху означают  $(2T + 1)(2S + 1)$ ,  $J$  — полный момент системы,  $S$  — спин системы. Кроме того, на  $NN$  не могут распадаться дибарионы с  $T = 2$ . Для дибариона с  $T = 0$  запрещен распад в канал  $N\Delta(1232)$ . К сожалению, эти состояния могут распадаться в спектр  $NN\pi$ . В модели мешков MIT [1] кандидатами на узкие дибарионы являются  $D(T = 0; J^P = 0^-, 1^-, 2^-; M = 2110 \text{ МэВ})$  и  $D(1; 1^-; 2200)$ , соответствующие состояниям  $^{13}P_J$  и  $^{31}P_1$ . Однако массы этих состояний выше порога образования  $\pi$ -мезона ( $M_\pi = 2015 \text{ МэВ}$ ), поэтому они могут распадаться в канал  $NN\pi$ .

Наибольший интерес представляют дибарионы с массой  $M < 2015 \text{ МэВ}$ . В этом случае дибарионы с квантовыми числами (1) могут распадаться на два нуклона только через взаимодействия, нарушающие сохранение изоспина или внутреннего спина:  $D \rightarrow NN\gamma$ . Поэтому в амплитуду  $NN$ -рассеяния эти состояния будут давать вклад через диаграмму, изображенную на рис. 1, и, следовательно, их относительный вклад в сечение  $NN$ -рассеяния будет  $\sim 10^{-4}$ . Это, вероятно, и является причиной ненаблюдения таких узких дибарионов в сечении упругого  $NN$ -рассеяния [3].

Выделенным является рассеяние гамма-квантов на дейтерии. В этом случае вклад рассматриваемых узких дибарионов может быть больше вклада основных диаграмм  $\gamma d$ -рассеяния. Рассмотрим упругое  $\gamma d$ -рассеяние, а в качестве дибариона возьмем состояние  $D(0; 0^-; 2000)$ . Тогда дифференциальное сечение, соответствующее диаграмме, изображенной на рис. 2а, имеет вид

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{2M^6}{3s(M^2 - m_d^2)^2} \frac{\Gamma_{\gamma d}^2}{(s - M^2)^2 + \Gamma_0^2}, \quad (2)$$

где  $\Gamma_0 = M^2(s - m_d^2)\Gamma/\sqrt{s}(M^2 - m_d^2)$ ,  $\Gamma \approx \Gamma(D \rightarrow NN\gamma)$  — полная ширина распада дибариона,  $M$  — масса дибариона,  $\Gamma_{\gamma d}$  — его парциальная ширина распада в канал  $\gamma d$ ,  $s$  — квадрат полной энергии в с.д.м.,  $m_d$  — масса дейтрона. В точке  $s = M^2$

$$\frac{d\sigma(M^2)}{d\Omega} = \frac{2M^2}{3(M^2 - m_d^2)^2} \frac{\Gamma_{\gamma d}^2}{\Gamma^2} \quad (3)$$

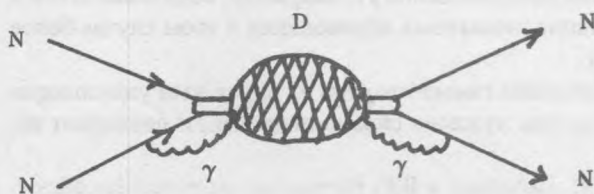


Рис. 1. Вклад дибариона D с квантовыми числами (1) в упругое NN-рассеяние.

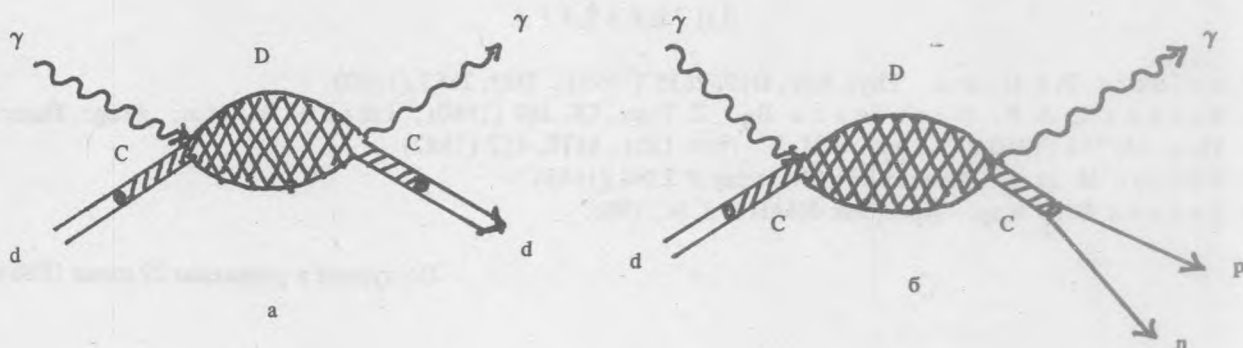


Рис. 2. Рассеяние гамма-кванта на дейтерии: а) упругое, б) с развалом, С – бq-кластер с квантовыми числами дейтрона.

Образование дибариона в  $\gamma d$ -рассеянии, вероятнее всего, происходит при взаимодействии фотона с бq-кластером дейтрона. Поэтому парциальная ширина  $\Gamma_{\gamma d}$  пропорциональна вероятности  $\eta_d$  содержания бq-кластера в дейтроне:  $\Gamma_{\gamma d} \sim \eta_d \Gamma_{D \rightarrow C \gamma}$ , где  $\Gamma_{D \rightarrow C \gamma}$  – ширина распада  $D(0; 0^-)$  на гамма-квант и бq-кластер с квантовыми числами дейтрона. Согласно современным представлениям  $\eta_d \approx 0,01-0,05$ . Беря  $\eta_d = 0,01$  и полагая  $\Gamma \approx \Gamma_{D \rightarrow C \gamma}$ , получим оценку вклада  $D(0; 0^-; 2000)$  в сечение (3)

$$d\sigma(M^2)/d\Omega \approx 2M^2 \eta_d^2 / 3(M^2 - m_d^2)^2 \approx 4 \cdot 10^{-31} \text{ см}^2/\text{ср}. \quad (4)$$

Эта величина на порядок больше обычного сечения упругого  $\gamma d$ -рассеяния в этой области энергий.

Так как парциальные ширины образования дибарионов в  $\gamma A$ -взаимодействии пропорциональны вероятности содержания бq-кластеров в ядрах, то, изучая комптоновское рассеяние на различных ядрах, можно получить информацию о величине вклада бq-состояний в исследуемые ядра.

Дибарионы могут наблюдаться и в неупругом рассеянии гамма-квантов на ядрах, например, в процессе  $\gamma d \rightarrow \gamma p n$  (рис. 2б). В этом случае вклад  $D(0, 0^-)$  в сечение пропорционален  $\Gamma_{\gamma d}/\Gamma \sim \eta_d$  и, следовательно, сечение в точке резонанса будет на два порядка больше сечения упругого  $\gamma d$ -рассеяния.

Необходимым условием для проведения указанных экспериментов является высокое разрешение по энергии налетающих гамма-квантов ( $\Delta E_\gamma \lesssim 1$  МэВ). Такое разрешение может быть достигнуто при использовании системы мечения фотонов. Высокоинтенсивная система мечения с разрешением  $\sim 1$  МэВ создается на синхротроне "Пахра" ФИАН/4/. Область энергий налетающих фотонов  $25 \leq E_\gamma \leq 144$  МэВ позволит исследовать дибарионы с массами от 1900 до 2015 МэВ.

До сих пор рассматривались возможности образования узких дибарионов в промежуточном состоянии и их проявления в виде узких пиков в дифференциальных сечениях. Однако они могут образовываться и в конечном состоянии, например, в реакции  $\gamma A \rightarrow D + X$ ,  $D \rightarrow \gamma NN$ . В этих случаях дибарионы можно искать по спектру эффективных масс  $M(\gamma NN)$  или по недостающей массе.

Рождение в конечном состоянии узких дибарионов с квантовыми числами (1) и с  $M \leq 2015$  МэВ может происходить не только в процессах  $\gamma A$ -рассеяния. Такие дибарионы могут, например, образовываться в процессах типа  $NN \rightarrow D + \pi$ ,  $D \rightarrow \gamma NN$ . Однако интерпретация механизма образования в этом случае более сложна, чем в рассмотренных выше.

Таким образом, исследование рассеяния монохроматических гамма-квантов на ядрах дает уникальную возможность поиска узких дибарионов, распад которых на два нуклона сильно подавлен, и позволяет исследовать примесь б $q$ -состояний в ядрах.

Автор благодарен С.П. Баранову, Б.Б. Говоркову, А.И. Лебедеву и В.Г. Раевскому за полезные обсуждения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Mulders P. J. G. et al. Phys. Rev., **D19**, 2635 (1979); **D21**, 2653 (1980).
2. Balázs L. A. P., Nicolescu B. Z. Phys., **C6**, 269 (1980); Imachi M. et al. Progr. Theor. Phys., **55**, 551 (1980); Lipkin H. J. Phys. Lett., **117B**, 457 (1982).
3. Garçon M. et al. Rapport DPh-N/Saclay № 2234 (1985).
4. Басков В. А. и др. Препринт ФИАН № 3, М., 1986.

Поступила в редакцию 27 июня 1986 г.