

ШИРИНЫ РАСПАДОВ ДИБАРИОНОВ С ЧЕТНОЙ ВОЛНОВОЙ ФУНКЦИЕЙ

Д.М. Ахмедов, Л.В. Фильков

Вычислены ширины распадов дибарионов, удовлетворяющих условию $(-1)^{T+S}P = +1$. Показано, что распад исследуемых дибарионов характеризуется узким пиком в распределении вероятности распада дибариона по энергии излученного фотона.

В работах /1—3/ показано, что дибарионы, удовлетворяющие условию $(-1)^{T+S}P = +1$ (где T — изоспин, S — внутренний спин, P — четность дибариона), вследствие принципа Паули могут распадаться на два нуклона только через взаимодействия, нарушающие сохранение внутреннего спина или изоспина. Такое взаимодействие может осуществляться за счет излучения фотона (реального или виртуального). Вклад таких дибарионов с массой $M < 2m_N + m_\pi$ в сечения электромагнитных процессов на легких ядрах может на несколько порядков превышать сечения исследуемого процесса вблизи резонанса.

В настоящей работе вычислены ширины распада дибарионов $D(T = 0, J^P = 0^\pm)$, $D(0, 1^-)$, $D(1, 1^\pm)$, где J — спин дибариона.

Рассмотрим распад дибарионов $D(0, 0^\pm)$ на гамма-квант плюс дейтрон. После излучения гамма-кванта исследуемые дибарионы переходят в шестикварковые состояния с квантовыми числами дейтрона. Поэтому вероятность распада $D(0, 0^\pm) \rightarrow \gamma d$ должна быть пропорциональна вероятности η содержания шестикваркового состояния в дейтроне. Вершины $D(0, 0^\pm) \rightarrow \gamma d$ запишем в виде

$$F(D(0, 0^+) \rightarrow \gamma d) = (e/M) f_1 \sqrt{\eta} \epsilon_{\mu\nu\lambda\sigma} F^{\mu\nu} G^{\lambda\sigma},$$

$$F(D(0, 0^-) \rightarrow \gamma d) = (e/M) f_2 \sqrt{\eta} F_{\mu\nu} G^{\mu\nu},$$

где $F_{\mu\nu} = k_\mu \epsilon_\nu - \epsilon_\mu k_\nu$, $\sigma_{\lambda\sigma} = q_\lambda v_\sigma - v_\lambda q_\sigma$, ϵ и v — 4-векторы поляризации фотона и дейтрона, k и q — 4-импульсы фотона и дейтрона. Константы f_i связаны с изменением квантовых чисел дибариона при излучении гамма-кванта. В дальнейшем при численном счете будем полагать $f_i \sim 1$.

Для ширин распадов $D(0, 0^\pm) \rightarrow \gamma d$ получим:

Перейдем к вычислению ширины распада дибарионов на γNN . Эти ширины содержат резонансные (R) и нерезонансные (N) вклады. Рассмотрим сначала резонансные вклады. Дибарионы $D(0, 0^\pm)$ могут распадаться на γpn через дейтрон в промежуточном состоянии. В результате вычислений получим следующее выражение для распределения вероятности распада $D(0, 0^\pm) \rightarrow \gamma pn$ по энергии излучаемого фотона ω :

$$\frac{d\Gamma^{(R)}(D(0, 0^\pm) \rightarrow \gamma pn)}{d\omega} = \left(\frac{e}{4\pi}\right)^2 \frac{f_1^2}{M^5} \frac{\eta}{M} \sqrt{\frac{2}{M} \frac{\sqrt{\omega_m - \omega} \omega}{(\omega_0 - \omega)^2}} \sum_{n=0}^3 F_n (\omega_m - \omega)^n, \quad (2)$$

$$F_0 = 96,6 m_N^2 (M^2 - 4m_N^2)^2, \quad F_1 = M(3005m_N^4 - 1116m_N^2 M^2 + 91,2M^4),$$

$$F_2 = M^2(2164m_N^2 - 524M^2 + 19,9 \frac{M^4}{m_N^2}), \quad F_3 = M^3(683 - 79,7 \frac{M^2}{m_N^2}),$$

где $\omega_m = (M^2 - 4m_N^2)/2M$ — максимальная энергия вылетающего фотона; $\omega_0 = (M^2 - m_d^2)/2M$ — энергия фотона, соответствующая дейтронному полюсу. При вычислении коэффициентов F_n использовано выражение для вершины $d \rightarrow pn$ из работы /4/.

Как видно из (2), следует ожидать появление узкого пика в распределении вероятности распада $D(0, 0^\pm) \rightarrow \gamma pn$ по энергии излученного фотона. Для $M = 2$ ГэВ имеем $\omega_m = 118,4$ МэВ, $\omega_0 = 120,5$ МэВ, а максимум пика достигается при энергии фотона ω_r , отличающейся от ω_m на $\omega_m - \omega_r = 0,69$ МэВ. Заметим, что в интервале энергий фотона от ω_m до $\omega_m - 10$ МэВ содержится $\sim 70\%$ вклада в ширину распада.

Ширина $\Gamma^{(R)}(D(0, 0^\pm) \rightarrow \gamma pn)$ получается путем интегрирования выражения (2) по ω от 0 до ω_m .

Аналогичное выражение для $d\Gamma/d\omega$, но с другими коэффициентами получается для распада дибариона $D(0, 0^\pm) \rightarrow \gamma pn$.

Резонансный вклад в ширины распада дибарионов $D(0, 1^-)$ и $D(1, 1^+)$ на γNN вычислим, полагая, что он проходит через синглетный виртуальный уровень 3S_0 в промежуточном состоянии. В результате получим

$$\frac{1}{f_3^2} \frac{d\Gamma^{(R)}(D(0, 1^-) \rightarrow \gamma NN)}{d\omega} = \frac{3}{f_4^2} \frac{d\Gamma^{(R)}(D(1, 1^-) \rightarrow \gamma NN)}{d\omega} =$$

$$= \frac{3}{f_5^2} \frac{d\Gamma^{(R)}(D(0, 1^+) \rightarrow \gamma NN)}{d\omega} =$$

$$= \left(\frac{e}{4\pi}\right)^2 \frac{g_1^2 \eta_0}{12\pi^2} \frac{\bar{\omega}_0^2}{M^2} \frac{\sqrt{2(M - 2\omega)(\omega_m - \omega)}}{(\bar{\omega}_0 - \omega)^2} \omega,$$

где $g_1^2 = 8\pi/a_s |m_N$, a_s — синглетная длина NN-рассеяния, $\bar{\omega}_0 = (M^2 - m_0^2)/2M$, m_0 — масса виртуального синглетного состояния, η_0 — вероятность перекрытия нуклонов в синглетном виртуальном состоянии. Распад этих дибарионов также должен характеризоваться узким пиком в распределении вероятности распада по ω . Но этот пик будет значительно уже, чем для дибарионов $D(0, 0^\pm)$. Так, для $M = 2$ ГэВ в интервале энергий от ω_m до $\omega_m - 1$ МэВ содержится $\sim 70\%$ вклада в ширины распада дибарионов $D(0, 1^-)$ и $D(1, 1^\pm)$ на γNN .

Рассмотрим нерезонансные вклады в ширины распадов исследуемых дибарионов на γNN . Картину распада дибариона в этом случае можно представить следующим образом: дибарион излучает гамма-квант и переходит в шестикварковое состояние C_i с квантовыми числами $^{13}S_1$ или $^{31}S_0$ и массой m в интервале $2m_N < m \leq M$. Затем это состояние C_i распадается на два нуклона. Будем считать, что C_i распалось на два нуклона, если последние разлетелись на расстояние $\geq 2 \Phi_M$. На это потребуется время τ (в системе покоя C_i), равное

$$\tau = \frac{1}{v} \Phi_M = \frac{E_N}{p_N} \Phi_M = \left(\frac{m^2}{m^2 - m_N^2} \right)^{1/2} \Phi_M,$$

откуда ширина распада $C_i \rightarrow NN$

$$\Gamma_{C_i \rightarrow NN}(m^2) = \frac{1}{\tau} = 197 \left(\frac{m^2 - 4m_N^2}{m^2} \right)^{1/2} \text{ МэВ.}$$

В результате получаем следующее выражение для ширины распада дибариона $D \rightarrow \gamma NN$ через непрерывный спектр шестикварковых состояний:

$$\Gamma_{D \rightarrow \gamma NN}^{(N)} = \frac{(2J_c + 1)(2T_c + 1)}{\pi} \frac{1}{M} \int_{4m_N^2}^{M^2} dm^2 \frac{\Gamma_{D \rightarrow \gamma C_i} \Gamma_{C_i \rightarrow NN} (M^2 + m^2)}{(M^2 - m^2)^2 + m^2 \Gamma_{C_i \rightarrow NN}^2},$$

где J_c и T_c — спин и изоспин состояния C_i . Ширины $\Gamma(D(0, 0^\pm) \rightarrow \gamma C_i)$ определяются выражением (1), где $\eta = 1$, а m_d заменено на m . Ширины распадов векторных и псевдовекторных дибарионов на γC_0 имеют аналогичный вид с точностью до постоянных множителей.

Распад дибарионов $D(0, 0^\pm) \rightarrow pn$ можно представить как распад, идущий через дейтрон и фотон в промежуточном состоянии. Оценки этих ширин показывают, что $\Gamma(D(0, 0^\pm) \rightarrow pn) \ll \Gamma(D(0, 0^\pm) \rightarrow \gamma pn)$. Для дибарионов с $T = 1$ допустима возможность другого типа распада на NN , например, через нуклон и Δ -изобару в промежуточном состоянии. В этом случае, в принципе, возможна ситуация /5/, когда $\Gamma_{D \rightarrow NN} \propto \Gamma_{D \rightarrow \gamma NN}$. В данной работе мы не делаем оценок этой ширины распада для дибарионов с $T = 1$ и полагаем, что $\Gamma_{D \rightarrow NN} \ll \Gamma_{D \rightarrow \gamma NN}$.

В табл. 1 представлены ширины распадов $D(0, 0^\pm)$ - и $D(1, 1^\pm)$ -дибарионов $\Gamma_{D \rightarrow \gamma d}$, $\Gamma_{D \rightarrow \gamma pn}^{(R)}$, $\Gamma_{D \rightarrow \gamma NN}^{(N)}$ и $\Gamma_t = \Gamma_{D \rightarrow \gamma d} + \Gamma_{D \rightarrow \gamma NN}^{(R)} + \Gamma_{D \rightarrow \gamma NN}^{(N)}$ при различных массах дибариона M .

Т а б л и ц а 1

M ГэВ	D(0, 0 ⁺)				D(0, 0 ⁻)			D(1, 1 ⁺)			
	$\Gamma_{\gamma d}$ кэВ	$\Gamma_{\gamma pn}^{(R)}$ кэВ	$\Gamma_{\gamma pn}^{(N)}$ кэВ	Γ_t кэВ	$\Gamma_{\gamma d}$	$\Gamma_{\gamma pn}^{(R)}$	$\Gamma_{\gamma pn}^{(N)}$	Γ_t	$\Gamma_{\gamma pn}^{(R)}$	$\Gamma_{\gamma pn}^{(N)}$	Γ_t
2,013	0,67	3,65	3,59	7,91	0,168	0,204	0,898	1,27	0,035	0,399	0,434
2,00	0,51	2,70	2,83	6,04	0,128	0,148	0,708	0,984	0,026	0,314	0,340
1,98	0,31	1,57	1,84	3,72	0,078	0,083	0,461	0,622	0,016	0,205	0,221
1,96	0,17	0,80	1,06	2,03	0,043	0,041	0,265	0,349	0,0084	0,118	0,126
1,93	0,05	0,18	0,37	0,60	0,012	0,009	0,092	0,113	0,0022	0,041	0,043
1,90	0,005	0,01	0,03	0,04	0,001	0,0005	0,007	0,009	0,0002	0,003	0,003

При вычислении предполагалось, что $f_i^2 = 1$, а $\eta = \eta_0 = 0,01$. Согласно /6/ $\eta = 0,03 - 0,01$. Ширины распадов дибарионов $D(0, 1^-)$ и $D(1, 1^-)$ получаются из соотношения

$$f_3^{-2} \Gamma_{D(0, 1^-)} = 3f_4^{-2} \Gamma_{D(1, 1^-)} = (3/4)f_5^{-2} \Gamma_{D(1, 1^+)}$$

Как видно из табл. 1, наибольшие ширины распадов у дибариона $D(0, 0^+)$. Величины ширины распада уменьшаются с уменьшением M .

Нерезонансный вклад в распределение вероятности распада на γNN по ω значительно более широкий, чем резонансный вклад. В области значений ω , близких к ω_m , вклады от резонансной части значительно превышают нерезонансные вклады и, следовательно, пики от резонансных вкладов в $d\Gamma_{D \rightarrow \gamma NN}/d\omega$ должны сохраняться.

Авторы выражают благодарность А. И. Львову за полезные обсуждения.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Фильков Л. В. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 11, 32 (1986).
2. Фильков Л. В. ЯФ, 47, 687 (1988).
3. Фильков Л. В. ВАНТ, сер. ОЯФ, вып. 1 (41), 26 (1988).
4. Баранник В. П., Кулиш Ю. В. Проблемы ядерной физики и космических лучей. ХГУ, Харьков, вып. 19, 51 (1983).
5. Kaidalov A. V. Preprint ITER, 86—128, М., 1986.
6. Кондратюк Л. А. и др. ЯФ, 43, 1396 (1986).

Поступила в редакцию 14 февраля 1991 г.