

## О ВЫБИВАНИИ ИЗОБАРЫ ИЗ ДЕЙТРОНА

В.Е.Маркушин

Показано, что вероятность обнаружить конфигурацию  $\Delta - \Delta$  ( $1236$ ) при выбивании изобары из дейтрона больше, чем вероятность, определяющая вклад  $\Delta$ -примеси в магнитный момент дейтрона. Получены теоретические предсказания импульсных и энергетических распределений  $\Delta$ -изобар, выбитых из дейтрона.

Изобарные примеси в дейтроне порядка нескольких процентов приводят к заметным эффектам в электромагнитных формфакторах,  $p$ - $d$ -рассеянии назад и других процессах, особенно с большой передачей импульса дейтрону [1, 2], и могут наблюдаться при выбивании изобары из дейтрона [3]. В работах разных авторов [2, 4] предполагалось, что в нерелятивистском приближении свойства изобарной примеси определяются ее волновой функцией  $\psi(\mathbf{p})$ , зависящей от относительного импульса  $\mathbf{p}$  в системе покоя дейтрона, т. е. от одной инвариантной переменной  $p^2$ , при этом нестабильностью изобары пренебрегалось.

В настоящей работе показано, что при учете нестабильности изобары изобарная примесь описывается функцией двух инвариантных переменных, в качестве которых мы выберем  $p^2$  и  $E$  – энергию одной из изобар в системе покоя дейтрона.

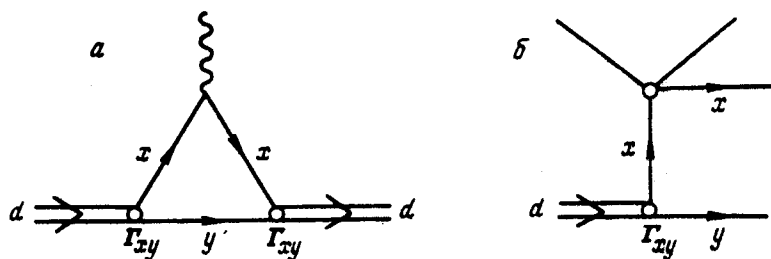


Рис. 1

Сравним диаграммы для электромагнитного формфактора (рис. 1, а) и процесса выбивания (рис. 1, б) в случаях, когда частицы  $x$  и  $y$  стабильны и нестабильны, например  $NN$  и  $\Delta\Delta$  (барионы считаем нереля-

тивистскими). При вычислении треугольной диаграммы частица  $y$  выводится на массовую поверхность (мы пренебрегаем особенностями вершинных функций по энергии частицы  $y$ ). Для стабильной частицы  $y$ , обе диаграммы выразятся через  $\Gamma_{xy}^0(\mathbf{p}) = \Gamma_{xy}(\mathbf{p}, E)$ ;  $E = m_y + p^2/2m_y$  — функцию одной инвариантной переменной  $p^2$ , которая связана с нерелятивистской волновой функцией следующим соотношением:

$$\psi(\mathbf{p}) = (2\pi)^{-3/2} \frac{2m_{xy}}{p^2 + 2m_{xy}} \Gamma(\mathbf{p}), \quad (1)$$

где  $m_{xy}$  — приведенная масса,  $\epsilon$  — энергия связи.

Если частица  $y$  нестабильна, то в треугольную диаграмму вершина  $\Gamma_{xy}(\mathbf{p}, E)$  входит при комплексном значении энергии  $E = m_y - i\Gamma/2 + p^2/2m_y$  ( $\Gamma$  — ширина), а в полюсную при различных действительных значениях  $E$ .

Мы рассмотрим изобарную примесь  $\Delta$ - $\Delta(1236)$ . Вершина  $\Gamma_{\Delta\Delta}(\mathbf{p}, E)$  в первом приближении по малости  $\Delta$ -примеси выражается через нуклонную волновую функцию  $\phi(\mathbf{k})$  и потенциал, связывающий каналы  $NN$  и  $\Delta\Delta$ ,  $U(\mathbf{k}, \mathbf{p}, E)$ :

$$\Gamma_{\Delta\Delta}(\mathbf{p}, E) = - (2\pi)^{-3/2} \int U(\mathbf{k}, \mathbf{p}, E) \phi(\mathbf{k}) d^3\mathbf{k}. \quad (2)$$

Потенциал  $U(\mathbf{k}, \mathbf{p}, E) = U(\mathbf{q}, E)$  ( $\mathbf{q} = \mathbf{p} - \mathbf{k}$ ) мы возьмем в модели однопионного обмена

$$U(\mathbf{q}, E) = - \frac{\Gamma_{\Delta N \pi}(\mathbf{q}) \Gamma_{\Delta N \pi}(\mathbf{q})}{q^2 + \mu^2 - (E - m)^2 - i\delta}. \quad (3)$$

Здесь  $\mu$  и  $m$  — массы пиона и нуклона. Вершина  $\Gamma_{\Delta N \pi}$ , отвечающая процессу  $\Delta \rightarrow N + \pi$ , имеет вид

$$\Gamma_{\Delta N \pi}(\mathbf{q}) = \frac{g}{\mu} \sqrt{\frac{4\pi}{3}} q C_{1/2 \, t_N \, 1 \, t_\pi}^{3/2 \, t_\Delta} C_{1/2 \, \nu_N \, 1 \, m}^{3/2 \, \nu_\Delta} Y_{1m}\left(\frac{\mathbf{q}}{q}\right) \left(\frac{c^2 + q_0^2}{c^2 + q^2}\right), \quad (4)$$

где  $g = 2$  — безразмерная константа связи,  $t$  и  $\nu$  — изоспиновые и спиновые индексы,  $\mathbf{q}$  — импульс пиона в системе покоя  $\Delta$ ,  $q_0 = \sqrt{(E - m)^2 - \mu^2}$  — импульс, отвечающий реальному распаду  $\Delta \rightarrow N + \pi$ ,  $c$  — параметр фактора, учитывающего сход пиона с массовой поверхностью.

Из данных по рождению  $\Delta$ -изобары [5] можно заключить, что  $c$  близко к  $3\mu$ . Имея в виду неопределенность в величине  $c$ , мы исследуем чувствительность результатов к ее вариациям.

На рис. 2 приведены графики квадратов модулей вершинных функций, соответствующих парциальной волне  ${}^7D_1$   $\Delta$ -примеси (эта волна вносит основной вклад). Расчет выполнен для нуклонной волновой функции  $\phi(\mathbf{k})$  в потенциале Хамада-Джонсона при  $c = 3\mu$ . Кривая 1 отвеча-

ет, энергии  $E = M - i\Gamma/2$ ,  $2 - E = M - \Gamma/2$ ,  $3 - E = M$ ,  $4 - E = M + \Gamma/2$  ( $M$  и  $\Gamma$  — масса и ширина изобары  $\Delta(1236)$ ). Аналогичная картина имеет место и для остальных волн  $\Delta$ -примеси. Вершинная функция, определяющая амплитуду выбивания изобары (кривые 2, 3, 4) заметно больше вершинной функции, входящей в электромагнитные формфакторы (кривая 1), причем ее максимум перемещается в сторону увеличения импульса с ростом энергии изобары. Поэтому волновой функции, связанной с вершиной  $d\Delta\Delta$ , у которой одна из изобар на массовой поверхности ( $E \approx M - i\Gamma/2$ ), недостаточно для описания изобарной примеси в отличие от случая стабильных частиц.

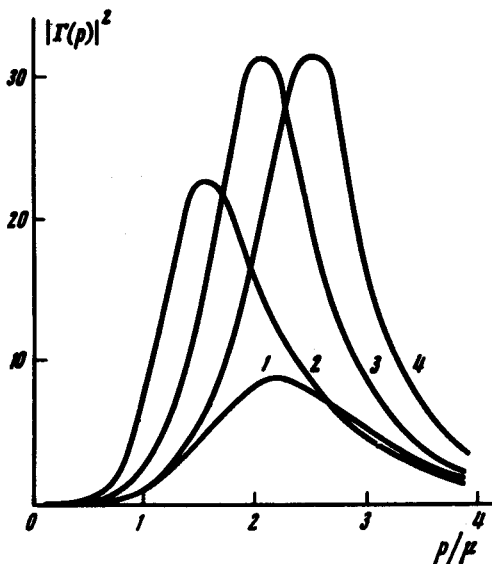


Рис. 2

Сопоставим вершине  $\Gamma_{\Delta\Delta}(p, E)$  согласно формуле (1) "волновые функции"  $\psi_E(p)$ , зависящие от энергии. При  $E = M - i\Gamma/2$  квадрат нормы парциальной волны  $p_1^{LS} = \langle \psi_E^{LS} | \psi_E^{LS} \rangle \Big|_{E=M-i\Gamma/2}$  представляет собой вероятность обнаружить изобарную примесь в состоянии с относительным орбитальным и спиновым моментами  $L$  и  $S$  при изменении магнитного момента. Вероятность обнаружить изобару при выбивании  $p_2^{LS}$  дается следующей формулой

$$p_2^{LS} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Gamma/2\pi}{\mu + m(E - M)^2 + \Gamma^2/4} \langle \psi_E^{LS} | \psi_E^{LS} \rangle dE. \quad (5)$$

c	$P_i^{LS}$	Изобарная $\Delta$ -примесь				всего
		${}^3S_1$	${}^3D_1$	${}^7D_1$	${}^7G_1$	
3 $\mu$	$P_1^{LS}$	0,66	0,08	1,64	0,14	2,52
	$P_2^{LS}$	1,96	0,23	3,51	0,26	5,96
2 $\mu$	$P_1^{LS}$	0,50	0,05	0,84	0,07	1,46
	$P_2^{LS}$	1,55	0,17	2,10	0,15	3,97

В таблице приведены значения  $P_1^{LS}$  и  $P_2^{LS}$ , вычисленные для  $c = 3\mu$  и  $c = 2\mu$ . Энергетический спектр изобары, выбитой из дейтрона, имеет вид отличный от брейт – вигнеровского:

$$f(E) = \frac{\Gamma/2\pi}{(E - M)^2 + \Gamma^2/4} \left( \sum_{LS} \langle \psi_E^{LS} | \psi_E^{LS} \rangle \right) / \left( \sum_{LS} P_2^{LS} \right). \quad (6)$$

Максимум спектра  $f(E)$  расположен при  $E = M + \delta E$ , где  $\delta E = 15 \text{ Мэв}$  для  $c = 3\mu$ .

Хотя полученные результаты и содержат некоторую количественную неопределенность из-за схода изобары с массовой поверхности, отмеченные особенности  $\Delta$ -примеси, а именно: сильная зависимость импульсного распределения от энергии изобары, смещение максимума энергетического спектра выбитых изобар, разная вероятность проявления изобары в зависимости от механизма реакции – есть следствие однопионного обмена, связывающего каналы  $NN$  и  $\Delta\Delta$ . Исследование выбивания изобары из дейтрона с такой точки зрения представляется весьма полезным для проверки доминирования OPE механизма образования  $\Delta$ -примеси.

Автор благодарен И.С.Шапиро за постановку задачи и полезные обсуждения.

Институт теоретической и экспериментальной физики

Поступила в редакцию  
3 марта 1975 г.

### Литература

- [1] H.Arenhövel, W.Fabian, H.G.Miller. Z.Phys., **271**, 93, 1974; N.R.Nath, P.K.Kabiz, H.J.Weber. Phys. Rev., **D10**, 811, 1974; J.S.Sharma, A.N.Mitra. Phys. Rev., **D9**, 2547, 1974.
- [2] S.Jena, L.S.Kisslinger. Ann. of Physics, **85**, 251, 1974.
- [3] H.Braun et al. Phys. Rev. Lett., **33**, 312, 1974; C.P.Horne et al. Phys. Rev. Lett., **33**, 380, 1974; P.Benz, P.Söding. Phys. Lett., **52B**, 367, 1974; M.J.Emms et al. Phys. Rev., **52B**, 372, 1974.
- [4] H.Arenhövel, M.Danos, H.T.Williams. Nucl. Phys., **A162**, 12, 1971; N.R.Nath, H.J.Weber. Phys. Rev., **D6**, 1975, 1972.
- [5] G.Wolf. Phys. Rev., **182**, 1538, 1969.