

## ВКЛАД МЕХАНИЗМА ВОЗБУЖДЕНИЯ $\Delta$ -ИЗОБАРЫ В РЕАКЦИЮ $pp \rightarrow \{pp\}_s \pi^0$

Ю. Н. Узиков<sup>1,2,\*</sup>, О. Имамбеков<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

<sup>2</sup> Государственный университет «Дубна», Дубна, Россия

<sup>3</sup> Казахский национальный университет им. Аль-Фараби, Алматы, Казахстан

Дифференциальное сечение реакции  $pp \rightarrow \{pp\}_s \pi^0$ , где  $\{pp\}_s$  — пара протонов в состоянии  $^1S_0$  при энергии возбуждения  $E_{pp} < 3$  МэВ, вычислено с использованием механизма возбуждения  $\Delta$ -изобары. Модель приводит к четкому пику, наблюдаемому в экспериментальных данных при энергии пучка  $\sim 0,6$  ГэВ и нулевом угле вылета дипротона, однако его абсолютная величина сильно зависит от экстраполяции вершинного фактора  $\pi N \Delta$  в область вне массовой поверхности и занижает данные.

The differential cross section of the reaction  $pp \rightarrow \{pp\}_s \pi^0$ , where  $\{pp\}_s$  is the proton pair in the  $^1S_0$  state at small excitation energy  $E_{pp} < 3$  MeV, is calculated using the box diagram with excitation of the  $\Delta$  isobar. The model demonstrates a clear bump observed in the data at beam energy  $\sim 0.6$  GeV and zero angle, however, its absolute value strongly depends on the off-shell extrapolation of the  $\pi N \Delta$  vertex factor and underestimates the data.

PACS: 13.75.Cs; 13.85.-t

### ВВЕДЕНИЕ

Резонансная структура, наблюдаемая в полном сечении реакции  $pp \rightarrow d\pi^+$  с максимумом при  $\sim 600$  МэВ, была объяснена механизмом возбуждения  $\Delta(1232)$ -изобары в промежуточном состоянии в подпроцессе  $NN \rightarrow N\Delta$  [1]. Дифференциальное сечение и некоторые спиновые наблюдаемые также были разумно описаны в том же подходе в  $r$ -пространстве [1, 2]. Недавно был выполнен новый анализ этой реакции в  $p$ -пространстве [3], показавший, однако, что чистый  $\Delta$ -механизм недостаточен для объяснения абсолютной величины полного сечения  $pp \rightarrow d\pi^+$ , и поэтому в [3] был рассмотрен вклад дибарионных резонансов.

---

\*E-mail: uzikov@jinr.ru

В связи с этим важно исследовать другой канал этой реакции,  $pp \rightarrow \{pp\}_s \pi^0$ , при близких кинематических условиях, но с образованием дипротона  $\{pp\}_s$  в конечном состоянии с небольшой энергией возбуждения  $E_{pp} < 3$  МэВ, что обеспечивает доминирование  $^1S_0$ -состояния. Дело в том, что из-за различия в спине  $S$  и изоспине  $T$  дейтрона ( $S = 1, T = 0$ ) и дипротона ( $S = 0, T = 1$ ) переходы, разрешенные в дипротонном канале сохранением углового момента и  $P$ -четности, существенно отличаются от дейтронного канала. Так, только спин-триплетные начальные  $pp$ -состояния ( $S = 1$ ) с отрицательной  $P$ -четностью разрешены в реакции  $pp \rightarrow \{pp\}_s \pi^0$  по сравнению с реакцией  $pp \rightarrow d\pi^+$ , в которую начальные  $pp$ -состояния с  $S = 0$  и положительной четностью дают вклад. Следовательно, реакция  $pp \rightarrow \{pp\}_s \pi^0$  является дополнительным тестом моделей, разработанных для реакции  $pp \rightarrow d\pi^+$ .

### БОКС-ДИАГРАММА С ВОЗБУЖДЕНИЕМ $\Delta$ -ИЗОБАРЫ

Согласно [4], метод связанных каналов [1], развитый для реакции  $pp \rightarrow d\pi^+$ , резко противоречит данным о реакции  $pp \rightarrow \{pp\}_s \pi^0$  [5, 6]. Более простая модель, основанная на треугольной диаграмме однопионного обмена с подпроцессом  $\pi N \rightarrow \pi N$ , хорошо описывает форму резонансного пика, но завышает его абсолютную величину в 2–3 раза. В данной работе мы рассматриваем реакцию  $pp \rightarrow \{pp\}_s \pi^0$ , используя однопетлевую диаграмму с подпроцессом  $\pi^0 p \rightarrow \Delta \rightarrow \pi^0 p$  (рис. 1). Полная амплитуда дается разностью прямого и обменного членов,  $A^{\text{dir}} - A^{\text{exch}}$ . Прямой член (рис. 1, а) может быть записан в виде

$$A_{\text{fi}}^{\text{dir}} = \frac{f_{\pi NN}}{m_\pi} \left( \frac{f_{\pi N \Delta}}{m_\pi} \right)^2 \int \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} \frac{f(k, k_{pp}; E_{pp})}{k_{pp}^2 - \mathbf{k}^2 + i\varepsilon} \times \\ \times \frac{F_{\pi NN}(t) Z^{1/2}(s_\Delta, m_p^2, t) F_{\pi N \Delta}(t) Z^{1/2}(s_\Delta, p^2, m_\pi^2)}{t - m_\pi^2 + i\varepsilon} \frac{F_{\pi N \Delta}(t) Z^{1/2}(s_\Delta, p^2, m_\pi^2)}{s_\Delta - m_\Delta^2 + im_\Delta \Gamma} \Re f_i, \quad (1)$$

где  $f(k, k_{pp}; E_{pp})$  — амплитуда  $pp$ -рассеяния наполовину вне энергетической поверхности в  $^1S_0$ -состоянии при импульсе  $k_{pp} = \sqrt{E_{pp} m_p}$ ;  $t$  — квадрат

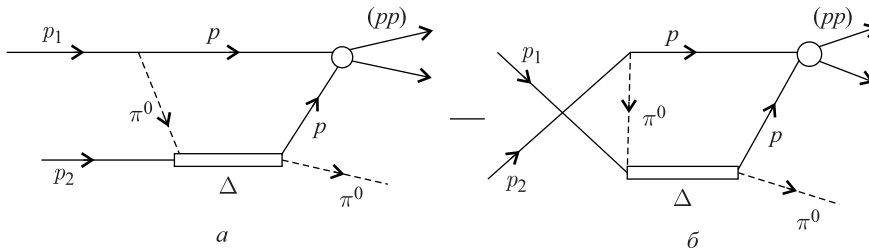


Рис. 1. Прямой (а) и обменный (б)  $\Delta$ -механизмы реакции  $pp \rightarrow \{pp\}_s \pi^0$

4-импульса промежуточного  $\pi$ -мезона;  $s_\Delta$  и  $\Gamma$  — квадрат инвариантной массы и ширина  $\Delta$ -изобары соответственно;  $m_i$  — масса  $i$ -й частицы ( $i = p, \Delta, \pi$ );  $f_{\pi N\Delta}$  ( $f_{\pi NN}$ ) — константа связи  $\pi N\Delta$  ( $\pi NN$ ). Формфакторы в вершинах  $\pi NN$  и  $\pi N\Delta$   $F_{\pi NN}(t) = F_{\pi N\Delta}(t) \equiv F_\pi(t)$  выбраны в монополярной форме  $F_\pi(t) = (\Lambda^2 - m_\pi^2)/(\Lambda^2 - t)$ ;  $\mathfrak{R}_{fi}$  — оставшийся фактор, зависящий от спинов. Зависящая от энергии ширина  $\Delta$ -изобары есть

$$\Gamma = \Gamma_0 \left( \frac{q_R}{q_{\text{он}}} \right)^3 Z(s_\Delta, m_p^2, m_\pi^2), \quad (2)$$

где  $Z(s_\Delta, p^2, t) = (q_R^2 + \kappa^2)/(q^2(s_\Delta, p^2, t) + \kappa^2)$ ; здесь  $q$  — относительный импульс между протоном и пионом в вершине  $\pi N\Delta$ , определяемый как  $q^2(s_\Delta, p^2, t) = \lambda(s_\Delta, p^2, t)/4s_\Delta$ , а  $\lambda(a, b, c)$  — функция треугольника; для протона, пиона и  $\Delta$ -изобары на массовой поверхности этот импульс есть  $q_R = q(m_\Delta^2, m^2, m_\pi^2)$ , а для пиона и протона на массовой поверхности и немассовой  $\Delta$ -изобары имеем  $q_{\text{он}} = p(s_\Delta^2, m^2, m_\pi^2)$ . Фактор  $\sqrt{Z(s_\Delta, p^2, t)}$  входит в вершину  $\pi N\Delta$ . Мы используем  $M_\Delta = 1,232$  ГэВ/ $c^2$ ,  $f_{\pi N\Delta} = 2,15$ ,  $f_{\pi NN} = 1,0$ ,  $\Gamma_0 = 0,115$  ГэВ/ $c^2$ ,  $\kappa = 0,180$  ГэВ/ $c$ . Параметр обрезания  $\Lambda = 0,55$  ГэВ/ $c$  взят из [9], так как с ним удается описать дифференциальное сечение реакции перезарядки  $dp \rightarrow \{pp\}_s \pi N$  при энергии дейтронного пучка 1,6–2,27 ГэВ [10].

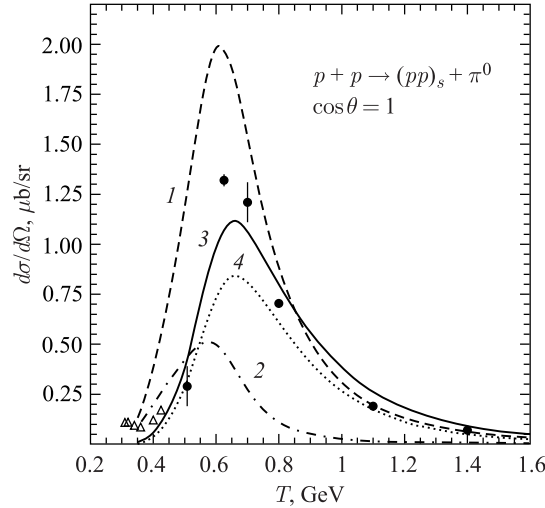


Рис. 2. Дифференциальное сечение реакции  $pp \rightarrow \{pp\}_s \pi^0$  при  $\cos \theta = 1$  в зависимости от энергии протонного пучка. Кривые — результаты наших расчетов (см. текст и рис. 1): 1 —  $a$ ; 2 —  $b$ ; 3 — суммарный вклад; 4 — суммарный вклад с параметризацией вершин из [3]. Экспериментальные данные взяты из [5, 6] ( $\bullet$ ) и из [7] ( $\Delta$ )

Численные расчеты показывают (рис. 2), что используемая модель объясняет форму энергозависимости дифференциального сечения при значениях энергии 350–800 МэВ для нулевого угла вылета дипротона, однако занижает его абсолютную величину. Если импульс вне массовой поверхности  $q$  в  $\sqrt{Z}$ -факторе заменить на  $q_{\text{оп}}$  (этот результат показан на рис. 2 линиями 1–3), то расхождение составляет  $\sim 20\%$ . Если же эффекты схода с массовой поверхности учитываются в вершинном факторе  $\sqrt{Z}$ , то расчетное сечение ниже данных в  $\sim 4$  раза.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Niskanen J. A.* // Phys. Lett. B. 1984. V. 141. P. 301–305.
2. *Furget C. et al.* // Nucl. Phys. A. 1999. V. 655. P. 495–521.
3. *Platonova M. N., Kukulin V. I.* // Nucl. Phys. A. 2016. V. 946. P. 117–157.
4. *Niskanen J. A.* // Phys. Lett. B. 2006. V. 642. P. 34–38.
5. *Dymov S. et al. (ANKE Collab.)* // Phys. Lett. B. 2006. V. 635. P. 270–274.
6. *Kurbatov V. et al. (ANKE Collab.)* // Phys. Lett. B. 2008. V. 661. P. 22–27.
7. *Bilger R. et al. (WASA-CELSIUS Collab.)* // Nucl. Phys. A. 2001. V. 693. P. 633–662.
8. *Uzikov Yu. N.* arXiv:0803.2342 [nucl-th]; arXiv:0812.4661 [nucl-th].
9. *Uzikov Yu. N., Haidenbauer J., Wilkin C.* // PoS (Baldin ISHEPP XXII). 093; arXiv:1502.04675 [nucl-th].
10. *Mchedlishvili D. et al. (ANKE Collab.)* // Phys. Lett. B. 2013. V. 726. P. 145–150.