

**П И С Ь М А**  
**В ЖУРНАЛ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ**  
**И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ**

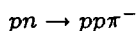
ОСНОВАН В 1965 ГОДУ  
 ВЫХОДИТ 24 РАЗА В ГОД

ТОМ 63, ВЫПУСК 4  
 25 ФЕВРАЛЯ, 1996

Письма в ЖЭТФ, том 63, вып.4, стр.221 - 226

© 1996г. 25 февраля

**О СПЕКТРЕ МАСС ДИПРОТОННОЙ СИСТЕМЫ ИЗ РЕАКЦИИ**



*А.Е.Кудрявцев, Б.Л.Дружинин, В.Е.Тарасов*

*Институт теоретической и экспериментальной физики*

*117259 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 25 января 1996 г.

Обсуждена форма спектра масс  $pp$ -системы вблизи порога из реакции  $pn \rightarrow pp\pi^-$  при импульсе начального протона  $p_{л.с.} \simeq 2$  ГэВ/с. Показано, что при рождении дипротонной системы с большой передачей импульса форма спектра становится универсальной. Произведен точный учет всех эффектов кулоновского и сильного взаимодействий в конечном состоянии для модели "кулон плюс сепарабельный потенциал Ямагучи". Представленное решение для амплитуды реакции приводит к хорошему описанию экспериментальной формы спектра вблизи пика ( $\chi^2/d.f. = 0.654$ ).

PACS 25.10.+s

В работе [1] нами было проведено теоретическое исследование распределения по дипротонной массе вблизи  $pp$ -порога для реакции  $pn \rightarrow pp\pi^-$ . Экспериментальный спектр был впервые представлен в работе [2]. Эксперимент был проведен на протонном пучке с импульсом  $p_{л.с.} = 1.98$  ГэВ/с и вылетом  $\pi^-$ -мезона назад в с.ц.м. реакции ( $\cos\theta_{с.ц.м.}^- < -0.64$ ). Высокое разрешение по массе (0.5 МэВ) позволило наблюдать интересное явление – наличие узкого пика в спектре масс  $pp$ -системы вблизи порога. В работе [1] был проведен анализ этого пика в рамках учета взаимодействия двух протонов в конечном состоянии (ВКС). Было показано, что стандартная теория ВКС предсказывает более широкий пик, чем это следовало из эксперимента [2]. Согласие теории с экспериментом [2] для формы пика возникало в нашей работе лишь в предположении о довольно специальном сокращении диаграмм мезонных и барионных обменов.

В настоящей работе мы решили провести более аккуратный анализ теоретической ситуации для спектра  $pp$ -системы, оставаясь в рамках стандартных

приближений Мигдала–Ватсона [3, 4]. Одновременно будет проанализирован новый экспериментальный спектр  $pp$ -системы из реакции  $pn \rightarrow pp\pi^-$ , основанный на большей статистике [5].

Как было отмечено уже в работе [1], при высоких энергиях и больших передачах импульса рассмотрение взаимодействия в конечном состоянии упрощается. Покажем это на примере реакции  $pn \rightarrow pp\pi^-$ . Такой реакции можно сопоставить диаграммы рис.1. Светлым кружком на диаграмме рис.1b обозначена ядерно-кулоновская амплитуда  $pp$ -взаимодействия. Кулоновское взаимодействие между двумя медленными (в их с.ц.м.) протонами подразумевается всюду и специально не обозначено. В случае реакции с большой передачей импульса конкретный вид  $A$  амплитуды реакции  $pn \rightarrow pp\pi^-$ , обозначенный на диаграммах заштрихованным квадратом, оказывается несущественным для описания формы спектра дипротонной системы. Причина такой независимости формы спектра от вида амплитуды  $A$  состоит в том, что в рассматриваемой кинематике два протона практически рождаются в одной точке пространства. Вследствие этого конечность петли диаграммы рис.1b обеспечивается только немассовым поведением входящей в нее амплитуды  $pp$ -рассеяния, а амплитуда  $A$  реакции факторизуется. Без учета кулоновского взаимодействия ответ для суммы диаграмм рис.1 имеет в этом приближении вид [1]

$$A_R = A[1 + (ik + \beta)f_{pp}^{on}(k)] , \quad (1)$$

где  $f_{pp}^{on}(k)$  – ядерно-кулоновская амплитуда на энергетической поверхности и  $\beta$ -параметр, определяющий внеэнергетическое поведение  $pp$ -амплитуды. Такое приближение, однако, явно требует некоторых комментариев.

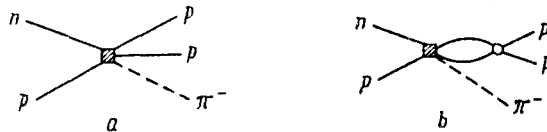


Рис.1

Во-первых, ядерно-кулоновская амплитуда  $f_{pp}^{on}(k)_{k \rightarrow 0} \rightarrow 0$  в силу присутствия в ней гамовского фактора [6]. Поэтому возникающий из (1) коэффициент усиления сечения оказывается равным единице при  $k \rightarrow 0$  (штриховая кривая рис.2), что крайне неправдоподобно.

Во-вторых, в (1) не учтена специфика кулоновского отталкивания для свободных концов диаграмм рис.1. Обычно учет этого эффекта сводится к восстановлению общего кулоновского множителя перед амплитудой (см., например, [7, 8]), то есть к виду

$$A_R = A \cdot \Psi_k^{(+)\text{C}}(0)[1 + (ik + \beta)f_{pp}^{on}(k)] , \quad (2)$$

где

$$|\Psi_k^{(+)\text{C}}(0)|^2 = \frac{2\pi}{ka_B} / [\exp(\frac{2\pi}{ka_B}) - 1] \equiv C^2(k) \quad (3)$$

есть фактор Гамова,  $a_B$  – боровский радиус. Выражение (2) для амплитуды также неудовлетворительно, так как кулоновские эффекты как бы учитываются дважды – и в общем множителе, и в амплитуде  $f_{pp}^{on}(k)$ . Коэффициент усиления сечения, отвечающий (2), приведен на рис.2 пунктирной кривой.

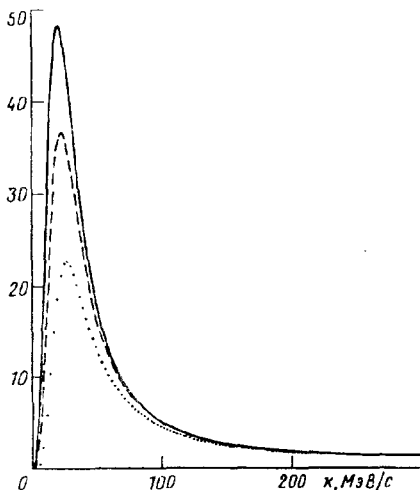


Рис.2. Коэффициенты усиления сечения как функции относительного импульса  $k$ . Сплошная кривая – точный расчет, штриховая кривая – по формуле (1), пунктирная кривая отвечает факторизованному приближению (4)

В-третьих, интегрирование по петле в диаграмме рис.1б должно осуществляться с точной кулоновской функцией Грина и с точным поведением half-off-shell амплитуды  $pp$ -рассеяния. Такое поведение должно определяться из точного решения задачи в сильном и кулоновском потенциалах, чего не учитывали формулы (1) и (2).

Таким образом, непосредственное вычисление фейнмановских диаграмм для сечения рассматриваемой реакции с учетом специфики кулона является сложной задачей. Однако полную амплитуду реакции, отвечающую сумме обеих диаграмм рис.1, можно найти точно в силу отмеченной выше специфики факторизации левого блока в диаграммах рис.1. При этом для полной амплитуды реакции  $pn \rightarrow pp\pi^-$  можно написать следующее выражение:

$$A_R = A \cdot \Psi_k^{(+)}(0) , \quad (4)$$

где использовано стандартное обозначение для волновых функций  $\Psi_k^{(+)}(r)$  непрерывного спектра. Заметим, что волновая функция  $\Psi_k^{(+)}(r)$  должна быть найдена как решение задачи для суммы сильного и кулоновского потенциалов.

Здесь следует также отметить, что формула (4) приводит к тому, что форма спектра  $pp$ -системы, рожденной в различных реакциях при условиях лишь больших передач импульса  $pp$ -системе должна быть универсальной, то есть определяться одной и той же стандартной функцией  $\Psi_k^{(+)}(0)$ . Конечно, получающаяся таким образом универсальность спектра является следствием применимости потенциального подхода к  $pp$ -системе. В то же время следует иметь в виду, что адроны являются составными объектами и их рождение с малых расстояний может и не укладываться в потенциальную схему. Поэтому исследование универсальности спектров двухнуклонных систем в обсуждаемой постановке задачи при больших переданных импульсах может оказаться важным фактором проверки современных теорий структуры адронов (КХД, киральные теории).

Обратимся теперь к вычислению функции  $\Psi_k^{(+)}(0)$ . В случае низких энергий, когда существенно лишь  $s$ -волновое рассеяние, функция  $\Psi_k^{(+)}(0)$  может

быть связана с модулем парциальной ( $l=0$ ) функции Йоста  $f(-k)$  соотношением [9]

$$|\Psi_{\mathbf{k}}^{(+)}(0)|^2 = 1/|f(-k)|^2, \quad (5)$$

Рассмотрим случай, когда сильное взаимодействие задается сепарабельным потенциалом Ямагучи  $V_s = -\lambda|g\rangle\langle g|$ , где  $\langle r|g\rangle = \exp(-\beta r)/r$ . Подберем параметры  $\lambda$  и  $\beta$  так, чтобы воспроизводились нейтрон-нейтронная длина рассеяния  $a$  и эффективный радиус  $r_{\text{эфф}}$  [10]. Решение задачи для кулоновского потенциала плюс потенциал Ямагучи приводит к длине рассеяния и эффективному радиусу  $pp$ -системы, указанным в таблице и близким к экспериментальным значениям (сравни, например, со значениями, обсуждавшимися в работе [11]). Для системы кулон плюс сепарабельный потенциал Ямагучи была вычислена также и функция Йоста [10, 12], которая имеет вид

$$f(k) = \frac{\exp(\pi/2ka_B)}{\Gamma(1 + i/ka_B)} \frac{\lambda^{-1}(\beta^2 + k^2) - (2\beta)^{-1}BF^{(\nu)}(B^2)}{\lambda^{-1}(\beta^2 + k^2) - (2\beta)^{-1}BF^{(\nu)}(B^2) + (\beta - ik)^{-1}B^{-\nu}F^{(\nu)}(B)}. \quad (6)$$

Здесь  $\nu = i/ka_B$ ,  $B = (\beta + ik)(\beta - ik)$ ,  $F^{(\nu)}(Z) = (\nu + 1)^{-1} {}_2F_1(1, \nu; \nu + 2; Z)$ ,  $\Gamma(Z)$  – гамма-функция. Таким образом в рассматриваемом случае задание низкоэнергетических параметров  $nn$ -рассеяния однозначно фиксирует поведение коэффициента усиления  $|\Psi_{\mathbf{k}}^{(+)}(0)|^2$  (5) для протон-протонной системы. Этот коэффициент усиления изображен на рис.2 сплошной кривой. Штриховой кривой на этом рисунке изображен коэффициент усиления сечения, следующий из формулы (1) и использованный нами в работе [1]. Наконец, пунктирная кривая отвечает факторизованному приближению (4). Все три приведенные кривые совпадают при больших  $k$ . В то же время из рис.2 следует, что расчет по точным формулам приводит к более острому пику в области малых импульсов, что говорит о важности точного учета кулоновского взаимодействия в задаче о восстановлении дипротонного спектра.

	$a$ (Фм)	$r_{\text{эфф.}}$ (Фм)	Кэфф. формы $P$
$nn$	-17.844	2.99	-0.0167
$pp$	-7.703	2.86	-0.0194

Примечание: Значения, приведенные в таблице, получены при  $\beta = 1.075 \text{ Фм}^{-1}$  и  $\lambda = 2.485 \text{ Фм}^{-3}$ .

Сравнение теоретических расчетов с экспериментальными данными работы [5] проводилось следующим образом. Сначала рассчитанный коэффициент усиления, умноженный на фазовый объем, усреднялся по Гауссу с экспериментальным разрешением  $\Delta E = 0.5$  МэВ. С полученным таким образом распределением суммировались события в интервалах  $\Delta E = 0.5$  МэВ (аналогичная процедура суммирования по бинам использовалась и в экспериментах [2, 5]), после чего производилась  $\chi^2$ -подгонка теоретического распределения к экспериментальным данным. При этом определялся нормировочный коэффициент  $N$ , связывающий экспериментальное сечение и теоретический спектр:

$$\frac{\Delta\sigma}{0.5\text{МэВ}} = N|\Psi_{\mathbf{k}}^{(+)}(0)|^2 ka_B. \quad (7)$$

Величина  $N$  дает возможность восстановить амплитуду  $A$ , определяемую соотношением (4). Результаты подгонки представлены на рис.3. На рис.3а – глобальный фит по первым 20 точкам, то есть в интервале энергий над порогом  $pp$ -системы до 10 МэВ <sup>1)</sup>. По точным формулам описание  $\chi^2/d.f. = 0.654$  достигается при  $N = 0.324$  нб/0.5МэВ (точки, отмеченные кружочками). Аналогичная процедура с факторизованным выражением (2) приводит к худшему описанию,  $\chi^2/d.f. = 1.78$  (кресты на рисунке).

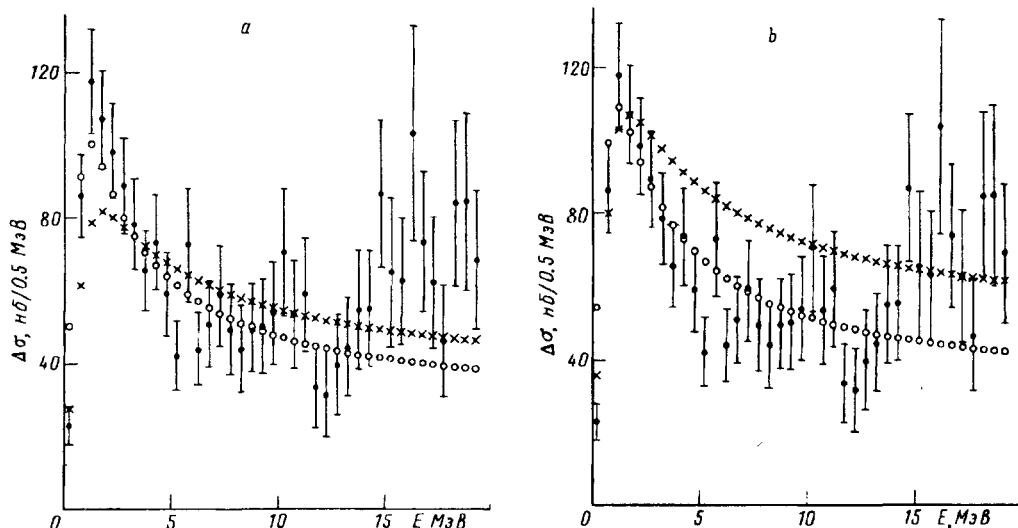


Рис.3 а – Глобальный фит по точкам (2-20) к экспериментальному спектру  $pp$ -системы, взятому из работы [5]; кружочки – точный расчет, кресты – расчет по факторизованному приближению; б – то же, что и на а, при фитировании по точкам (2-6) вблизи пика спектра

Можно улучшить описание самого пика, производя процедуру  $\chi^2$ -подгонки по точкам (2-6) вблизи пика. Результаты такой подгонки представлены на рис.3б. При этом хотя для точек вблизи пика описание улучшается, описание всего спектра становится хуже. Так, по точным формулам при  $N = 0.352$  нб/0.5МэВ для точек (2-20) теперь получаем  $\chi^2/d.f. = 0.894$ . По факторизованному приближению описание неудовлетворительное,  $\chi^2/d.f. = 4.67$ . Общий вывод можно сформулировать так: использование точных формул (4) и (6) приводит к существенному улучшению описания спектра по сравнению с факторизованным приближением.

Необходимо отметить, что представленная теоретическая кривая для коэффициента усиления сечения на рис.2, несомненно, может зависеть от выбора потенциала сильного взаимодействия. С этой точки зрения рассмотрение поведения  $|\Psi_k^{(+)}(0)|^2$  для ряда других модельных потенциалов сильного взаимодействия с учетом кулона представляет интерес. Однако достигнутое хорошее согласие теории и эксперимента уже для столь простой модели потенциала сильного взаимодействия говорит о том, что основной эффект взаимного вли-

<sup>1)</sup>Нижняя по энергии точка была нами опущена при подгонках по  $\chi^2$ . Ограничение значением 10 МэВ сверху связано с желанием отсечь при проведении анализа возможные вклады высших парциальных волн  $pp$ -рассеяния, не учитываемых формулой (6).

яния кулоновского и сильного взаимодействий на формирование спектра масс уже учтен в нашем подходе.

Было бы интересно проверить также наше утверждение об универсальности формы спектра на примере других реакций, в которых система двух протонов рождалась бы с большой передачей импульса.

Авторы благодарны В.Г.Ксензову, В.В.Куликову, В.Е.Маркушину, А.В.Ставинскому, А.И.Ханову и М.Г.Щепкину за полезные обсуждения.

Работа частично финансирована грантами Международного научного фонда 83000 и 83300.

- 
1. А.Е.Кудрявцев, В.Е.Тарасов, ЯФ **57**, 310 (1994).
  2. Б.М.Абрамов и др., ЯФ **57**, 850 (1994).
  3. А.Б.Мигдал, ЖЭТФ **28**, 3 (1955).
  4. К.М. Watson, Phys. Rev. **88**, 1163 (1952).
  5. В.М. Abramov, Z. Phys. C. **69** (3), 000 (1996).
  6. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, *Квантовая механика, Нерелятивистская теория*, М.: Наука, 1974.
  7. Р.Ледницкий, В.Л.Любошиц, ЯФ **35**, 1316 (1982).
  8. В.Л.Любошиц, ЯФ **41**, 820 (1985).
  9. M. Goldberger and K. Watson, *Collision Theory*, John Wiley & Sons. Inc., New York-London-Sydney, 1964. Пер.: М. Гольдбергер, К. Ватсон, *Теория столкновений*, М.: Мир, 1967.
  10. H. van Haeringen, Nucl. Phys. **A253**, 355 (1975).
  11. M.M. Nagels et al., Nucl. Phys. **B147**, 189 (1979).
  12. H. van Haeringen, *Charged-Particle-Interactions, Theory and Formulas*, Coulomb Press Leyden, 1985.