

**ПРОЯВЛЕНИЕ СВЯЗАННОГО СОСТОЯНИЯ  $\bar{N}N(1870)$  В  
АННИГИЛИАЦИИ  $\bar{p}d \rightarrow p, 5\pi$**

**О.Д.Далькаров<sup>1)</sup>, Д.В.Воронов, В.М.Колыбасов, И.С.Шапиро**

**Физический институт им.П.Н.Лебедева РАН**

**117924 Москва, Россия**

Поступила в редакцию 18 апреля 1996 г.

Показано, что из анализа экспериментальных данных по импульсному распределению протонов отдачи в аннигиляции  $\bar{p}d \rightarrow p, 5\pi$  следует существование связанного состояния  $\bar{N}N$  с массой около 1870 МэВ и шириной 10 МэВ.

PACS: 13.55.+d, 14.40.Cs, 25.10.+s, 25.43.+t

Основной особенностью нуклон-антинуклонного взаимодействия при низких энергиях, обнаруженной в последние годы в экспериментах на накопителе антипротонов LEAR(ЦЕРН), является необычно большой вклад  $p$ -волнового (орбитальный момент  $l=1$ ) взаимодействия. Особенно ярко этот эффект проявился в наблюденной на опыте резкой анизотропии упругого  $\bar{p}p$ -рассеяния и сечения перезарядки при относительных импульсах меньше 100 МэВ/с [1]. Физической причиной, объясняющей наблюдаемое усиление  $p$ -волнового  $\bar{N}N$ -взаимодействия, как было показано [2], может быть только наличие вбли-зипороговых полюсов в парциальных амплитудах  $\bar{N}N$ -рассеяния, соответствующих вблизипороговым связанным и резонансным состояниям с ненулевым орбитальным моментом. Возможность экспериментального исследования таких состояний в опытах с дейтериевой мишенью предлагалась и неоднократно обсуждалась ранее [3]. Исследование спектра масс системы  $\bar{p}p$  в экспериментах с остановившимися антипротонами сводится, вследствие простой кинематической связи, к прецизионному измерению импульсного спектра конечных протонов.

В настоящей работе мы анализируем экспериментальные данные по импульсному распределению протонов-спектаторов из процесса аннигиляции  $\bar{p}d \rightarrow p, 3\pi^- 2\pi^+$  для антипротонов, останавливающихся в газовой дейтериевой мишени [4,5], в области малых импульсов ( $0 \div 150$  МэВ/с), где заведомо доминирует [6] квазисвободное поглощение антипротонов нейтронами. Тем не менее, в этой, казалось бы, самой простой для теоретического рассмотрения области обнаруживается систематическое расхождение формы экспериментальных распределений с оценкой, определяемой волновой функцией дейтранона, причем оно не может быть ликвидировано путем выбора различных вариантов волновых функций, так как при  $p < 150$  МэВ/с все реалистические функции дейтранона весьма близки друг к другу (см. рис.1, где сплошной и точечной кривыми показаны упомянутые оценки для волновых функций дейтранона в парижском и боннском вариантах  $NN$ -потенциала в сравнении с данными работы [5]). Ранее отмечалось [7], что это расхождение может быть связано с резонансным поведением амплитуды взаимодействия  $\bar{p}p$ , однако рассмотрение было по существу ограничено возможностью  $s$ -волновой аннигиляции. На самом деле наибольший интерес представляет  $p$ -волновая аннигиляция, так как расчеты

<sup>1)</sup>e-mail: dalkarov@sci.fian.msk.su

в эрмитовой модели связанных каналов [8] предсказывают существование вбли-  
зипорогового состояния  ${}^3P_0$  с изоспином  $I = 1$  и с энергией связи 8.2 МэВ и  
ширина 12.1 МэВ. Аннигиляция остановившихся антипротонов проходит че-  
рез стадию образования антипротонного атома, что приводит к необходимости  
учета поглощения как с  $S$ -, так и с  $P$ -атомных орбит (согласно эксперимен-  
тальным данным [9], в случае поглощения антипротонов вдейтериевом газе  
при нормальных условиях эти вероятности примерно одинаковы). Здесь  $S$  и  
 $P$  отвечают орбитальному моменту антипротона относительно дейтрона. При  
захвате же как с  $S$ -, так и с  $P$ -орбите в системе  $\bar{p}n$  могут осуществляться все  
значения орбитального момента и, соответственно, при малых энергиях нужно  
учитывать и  $s$ -, и  $p$ -волновую аннигиляцию  $\bar{p}n$ .

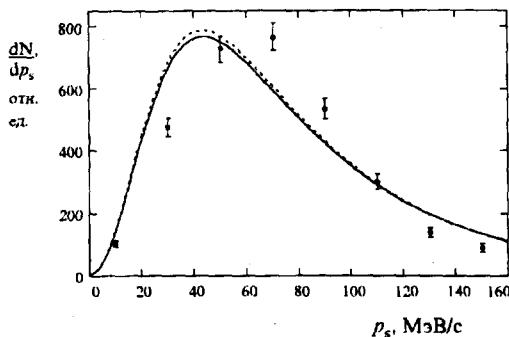


Рис.1. Простые теоретические оценки (см.текст)  
распределения по импульсу спектатора  $p_s$  для па-  
рижской (сплошная линия) и боннской (точечная  
линия) функций дейтрона в сравнении с данными  
работы [5]

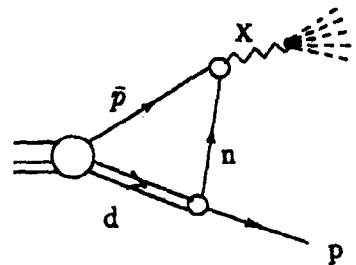


Рис.2. Диаграмма, отвечающая ква-  
зисвободному захвату антипротона с  
атомной орбиты

Амплитуда квазисвободного захвата антипротона с атомной орбиты предста-  
вляется фейнмановской диаграммой рис.2, где слева стоит атомная вершина, правая  
нижняя вершина отвечает виртуальному распаду  $d \rightarrow np$ , а верхняя вер-  
шина – процессу  $\bar{p}n \rightarrow 5\pi$ , идущему через образование резонанса  $X$  с массой  
 $M_0$  и шириной  $\Gamma$ , что будет учитываться соответствующим брейт-вигнеровским  
фактором с добавлением комплексной константы, отвечающей "физическому  
фону" (вклад далеких полюсов и т.п.). Инвариантная масса  $W$  системы пяти  
пионов связана с импульсом протона-спектатора  $p_s$  соотношением

$$W = m_n + m_p - \epsilon_d - \frac{3}{4} \frac{p_s^2}{m_p}, \quad (1)$$

где  $m_n$ ,  $m_p$  и  $\epsilon_d$  обозначают соответственно массы нейтрона и протона и  
энергию связи дейтрона. Обозначим через  $k$  "бегущий" импульс виртуального  
антипротона. При интегрировании по четвертой компоненте этого импульса  
замыкаем контур в верхней полуплоскости, в результате чего получаем вклад  
двух полюсов, один из которых отвечает дейтрону на массовой поверхности,  
а второй – полюсу нейтронного пропагатора. Нетрудно убедиться, что второй  
член мал по сравнению с первым (параметр малости – отношение энергий  
связи в атоме и в дейтроне) и им можно пренебречь. Поскольку виртуальный

дейtron находитсѧ на массовой поверхности, то и атомная, и дейtronная вершины выражаются через соответствующие волновые функции.

Распределение по импульсу протонов-спектаторов представляется в виде

$$\frac{dN}{dp_s} = Cp_s^2 \Phi_{5\pi} U(p_s) \left| \frac{1}{W - M_0 + i\Gamma/2} + a + ib \right|^2. \quad (2)$$

Здесь  $C$  – константа, определяемая волновой функцией антипротонного ато-ма и значением вычета в резонансе  $X$ ,  $\Phi_{5\pi}$  – фазовый объем пяти пионов,  $U(p_s)$  обозначает множитель, определяемый волновой функцией дейтрана в импульсном представлении  $\varphi_d(p_s)$  и формфактором процесса  $\bar{p}n \rightarrow X$ , который в дальнейшем обозначается через  $F_X$ . Последний зависит от атомной орбиты ( $S$  или  $P$ ), с которой происходит захват в связанное ядерное состояние ( $s$  или  $p$ ) системы  $\bar{p}n$ . Для  $s$ -волновой аннигиляции с  $S$ -орбиты  $U(p_s)$  пропорционально  $\varphi^2(p_s) F_X^2(p_s/2)$ , для  $p$ -волновой аннигиляции с  $S$ -орбиты эта величина домножается на  $p_s^2$ . При захвате антипротона с  $P$ -орбиты выражение сложнее. Рассмотрим нетривиальную часть амплитуды, соответствующей диаграмме рис.2, для  $p$ -волновой аннигиляции с  $P$ -орбиты. Ее можно схематически (с точностью до свертки с коэффициентами Клебша–Гордана и т.п.) представить в виде

$$M_\Delta = \int dk \psi_{at}(k) (k + \frac{p_s}{2}) F_X(|k + \frac{p_s}{2}|) \varphi_d(p_s + \frac{k}{2}). \quad (3)$$

Здесь из  $p$ -волновой вершины  $\bar{p}n \rightarrow X$  выделен векторный множитель  $k + p_s/2$ , соответствующий относительному импульсу нейтрона и антипротона в этой вершине;  $\psi_{at}(k)$  – атомная волновая функция в импульсном пространстве, включающая шаровую функцию первого порядка. Будем считать, что проекция атомного орбитального момента на ось  $z$  равна нулю, и обозначим через  $n$  единичный вектор вдоль оси  $z$ . При малых  $r$  в координатном представлении  $\psi_{at}(r) \approx C'(rn)$  (эта константа  $C'$  войдет ниже в формулу (4)). Характерные величины импульса  $k$  определяются атомными параметрами, и, соответственно,  $k \ll p$ , однако отбрасывать  $k$ , входящее в сумме с  $p$ , можно не всегда, так как для  $P$ -волновой функции  $\int dk \psi_{at}(k) = 0$ . Учет линейного по  $k$  слагаемого приводит к формуле

$$M_\Delta = -iC' \left[ n \varphi_d(p_s) F_X(p_s/2) + \frac{p_s}{4} \frac{\partial \varphi_d(p_s)}{\partial p_{sz}} F_X(p_s/2) + p_s \varphi_d(p_s) \frac{\partial F_X(p_s/2)}{\partial p_{sz}} \right]. \quad (4)$$

Первые два члена были получены другим методом ранее [10], а третий член, связанный с конечным радиусом вершины  $\bar{p}n \rightarrow X$ , в литературе не рассматривался. Для  $s$ -волновой аннигиляции с  $P$ -орбиты имеем

$$M_\Delta = -iC'' \left[ \frac{1}{2} \frac{\partial \varphi_d(p_s)}{\partial p_{sz}} F_X(p_s/2) + 2\varphi_d(p_s) \frac{\partial F_X(p_s/2)}{\partial p_{sz}} \right]. \quad (5)$$

Величина  $U(p_s)$ , входящая в уравнение (2), получается как квадрат модуля  $M_\Delta$ , усредненный по направлениям оси  $z$ .

Как уже говорилось, без введения резонансной структуры амплитуды  $\bar{p}n \rightarrow 5\pi$  данные по импульсному распределению протонов-спектаторов описать не удается. Поэтому мы, основываясь на выражении (2), проводили процедуру наилучшей аппроксимации по методу наименьших квадратов, варьируя

энергию связи  $\bar{p}n$ -состояния  $E = m_p + m_n - W_0$ , его ширину  $\Gamma$ , действительную,  $a$  и мнимую,  $b$ , части комплексной константы, добавляемой в уравнении (2), а также общую нормировочную константу  $C$ . В соответствии с имеющимися экспериментальными данными считалось, что вероятности аннигиляции с атомных  $S$ - и  $P$ -орбит равны. Формфактор  $F_X(p)$  брался в виде

$$F_X(p) = \frac{p_0^2}{p^2 + p_0^2} \quad (6)$$

с параметром  $p_0 = 200$  МэВ/с, отвечающим характерному радиусу порядка 1 Фм.

Наилучшее согласие выражения (2) с экспериментальными данными осуществляется при значениях  $E = 6$  МэВ ( $M_0 = 1872$  МэВ) и  $\Gamma = 11$  МэВ. Соответствующая теоретическая кривая показана на рис.3а сплошной линией в сравнении с данными коллаборации ASTERIX [5]. Там же штриховой кривой показан результат лучшего описания без резонансной структуры амплитуды  $\bar{p}n \rightarrow 5\pi$ . Видно, что в то время, как описание данных без введения резонанса вряд ли можно считать удовлетворительным, включение резонансной структуры позволяет достичь практически идеального описания. На рис.3б показано, как выглядит результат для зависимости квадрата модуля амплитуды процесса  $\bar{p}n \rightarrow 5\pi$  от инвариантной массы пяти пионов (сплошная кривая). Экспериментальные точки получены из распределения по импульсам спектатора путем деления на  $p_s^2 \Phi_{5\pi} U(p_s)$  (см. формулу (2)). Описание без введения резонансной структуры, естественно, представлялось бы константой (штриховая линия).

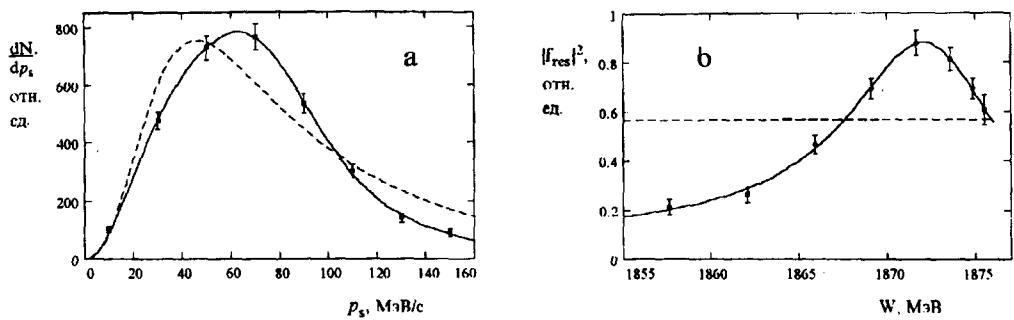


Рис.3. Результаты наилучшей подгонки распределений по импульсу спектатора (а) и по инвариантной массе системы пяти пионов (б) (сплошные кривые). Штриховые кривые – лучшее описание без резонансной структуры  $\bar{p}n$ -взаимодействия

Отметим, что результаты для параметров резонанса оказываются мало чувствительными к добавлению физического фона. Наилучшее описание экспериментальных данных ранней публикации той же коллаборации [4] дает для параметров состояния  $\bar{N}N$  значения  $E = 5$  МэВ,  $\Gamma = 8$  МэВ.

Таким образом, проведенное рассмотрение данных по импульсному распределению протонов, образующихся в процессе аннигиляции остановившихся антипротонов в дейтерии  $\bar{p}d \rightarrow p, 3\pi^- 2\pi^+$ , вместе с совокупностью данных об усилении  $\bar{N}N$ -взаимодействия при низких энергиях указывают на существование связанного  $p$ -волнового вблизипорогового состояния  $\bar{N}N$  с массой 1870 МэВ и шириной около 10 МэВ. Эти цифры близки к предсказаниям расчетов,

выполненных в цитированных выше работах [8]. Дальнейшее уточнение параметров наблюдаемого тяжелого мезонного резонанса требует прецизионных данных по импульсному спектру протонов-спектраторов в аннигиляции  $\bar{p}d \rightarrow pX$  в области импульсов  $p_s < 150$  МэВ/с. Представляют интерес точные измерения этого спектра для различных мезонных состояний  $X$ , что позволит сделать определенные заключения о квантовых числах мезона. Исследование этого мезонного резонанса возможно также и в опытах по рождению  $X$  на пучках быстрых пионов или протонов, однако ввиду малой ширины резонанса это требует изучения массового спектра многопионных систем с разрешением порядка 1 МэВ.

- 
1. W.Brückner, H.Döbbeling, K.Dworschak et al., Phys. Lett. **B 166**, 113 (1986); ibid. **B 169**, 302 (1986).
  2. J.Carbonell, O.D.Dalkarov, K.V.Protasov, and I.S.Shapiro. Nucl. Phys. **A 535**, 651(1991).
  3. L.N.Bogdanova, O.D.Dalkarov, and I.S.Shapiro, Phys. Rev. Lett. **28**, 1418(1972); T.E.Calogeropoulos and G.S.Tzanakos, Phys. Rev. Lett. **34**, 1047 (1975).
  4. S.Ahmad et al., In *Physics at LEAR with low energy antiprotons*, Eds.: C.Amsler et al., (Harwood, 1987), p.447.
  5. J.Reidlberger, C.Amsler, M.Doser et al., Phys. Rev. **C 40**, 2717 (1989).
  6. V.M.Kolybasov, I.S.Shapiro, and Yu.N.Sokolskikh, Phys. Lett. **B 222**, 135 (1989).
  7. M.P.Locher and B.S.Zou, In *Mesons and Light Nuclei*, Suppl.5 Few-Body Systems, 1992, p.225; M.P.Locher and B.S.Zou, Preprint PSI-PR-91-35, 1991; V.M.Kolybasov, I.S.Shapiro, and D.V.Voronov, In *Mesons and Nuclei at Intermediate Energies*, World Scientific, 1994, p.749.
  8. J.Carbonell, O.D.Dalkarov, and I.S.Shapiro, в печати.
  9. G.Reifenröther and E.Klempt, Phys. Lett. **B 245**, 129 (1990).
  10. R.Bizzarri, G.Ciapetti, U.Dore et al., Nucl. Phys. **B 690**, 298 (1974).