

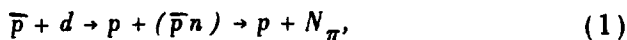
АННИГИЛЯЦИЯ \bar{p} В ТРИТИИ И СВЯЗАННЫЕ СОСТОЯНИЯ В СИСТЕМЕ $\bar{p}n$

А.В.Беляков, О.Д.Далькаров, Ю.В.Орлов

Показано, что спектр импульсов дейтронов отдачи в реакции захвата остановившихся \bar{p} в тритии $\bar{p} + t \rightarrow d + (\bar{p}n) \rightarrow d + n + \pi$ оказывается чувствительным к вкладу высших парциальных волн ($l \geq 1$) в системе $(\bar{p}n)$. Проведено сравнение этих спектров с экспериментально исследованным спектром импульсов протонов отдачи в реакции $\bar{p} + d \rightarrow p + (\bar{p}n) \rightarrow p + n + \pi$.

В эксперименте Грея и др. [1] при изучении аннигиляции антипротонов в дейтериевой пузырьковой камере было получено указание на

существование связанного состояния $\bar{p}n$. Авторы анализировали события типа



где N_{π} — продукты пионного распада системы $(\bar{p}n)$, и привели импульсные спектры протонов отдачи в интервале импульсов $150 \text{ Мэв/с} \leq q \leq 800 \text{ Мэв/с}$ для распадов системы $(\bar{p}n)$ на четное (4,6) и нечетное (3,5) число пионов. Пик в спектре для канала с $G = +1$ при импульсе протона отдачи $q = 300 \text{ Мэв/с}$ интерпретировался авторами как брейт-вигнеровский резонанс в системе $(\bar{p}n)$ с массой $M = 1794,5 \pm 1,4 \text{ Мэв}$ и шириной $\Gamma = 15 \pm 2 \text{ Мэв}$.

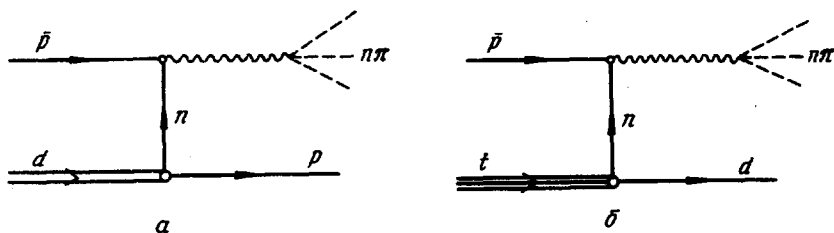
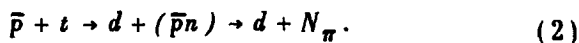


Рис. 1. Механизм подхвата для реакций $\bar{p} + d \rightarrow p + N_{\pi}$ (а) и $\bar{p} + t \rightarrow d + N_{\pi}$ (б)

Сравнение экспериментальных результатов с теоретически ожидаемым спектром импульсов протона отдачи проводилось в [2]. Реакция (1) рассматривалась, исходя из хорошо известного в ядерной физике механизма подхвата (диаграмма на рис. 1, а). Было показано, что в случае, если аннигиляционные ширины уровней в системе $(\bar{p}n)$ достаточно велики ($\Gamma \gtrsim 50 \text{ Мэв}$), форма спектра импульсов протона отдачи в реакции (1) и, в частности, положение и ширина максимумов в нем определяются не только законами сохранения и массами связанных состояний, но и квантовыми числами и, в особенности, орбитальным моментом системы $(\bar{p}n)$. Наблюдаемый максимум носит в этом случае кинематический характер и объясняется существенным вкладом d -состояния в системе $(\bar{p}n)$. Максимумы, соответствующие s - и p -волнам относительного движения \bar{p} и n , могут быть обнаружены в аналогичных экспериментах при различных энергиях налетающего \bar{p} , так как тогда они попадают в наблюдаемую часть спектра протонов отдачи ($100 \text{ Мэв/с} \leq q \leq 800 \text{ Мэв/с}$) [3].

В настоящей работе для выяснения истинного происхождения максимума в эффективной массе системы $(\bar{p}n)$, наблюдаемого в реакции (1), предлагается исследование спектра импульсов дейтронов отдачи в аннигиляции остановившихся \bar{p} в тритии, т.е. реакции типа



Ниже будет показано, что положение кинематических максимумов в спектре импульсов дейтронов отдачи в реакции (2), соответствующих большим аннигиляционным ширинам уровней в системе $(\bar{p}n)$ ($\Gamma \gtrsim 50 \text{ Мэв}$),

оказывается смещенным в область меньших импульсов отдачи q на величину $\Delta q \approx 100 \text{ Мэв/с}$. В случае малых ширин ($\Gamma \lesssim 10 \text{ Мэв}$) положение максимумов в спектре импульсов дейтронов отдачи определяется только законами сохранения и массой связанного состояния в системе ($\bar{p}n$).

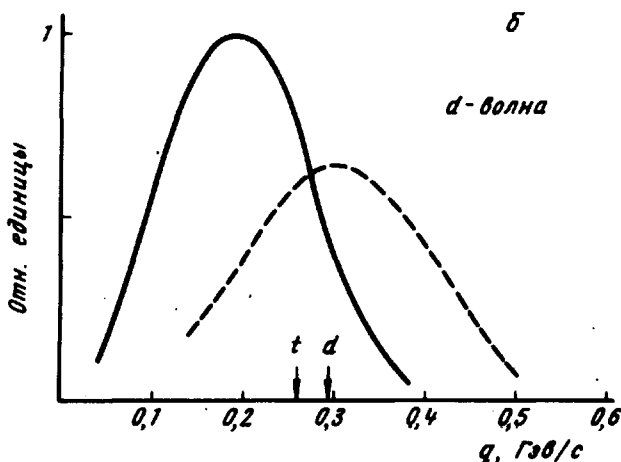
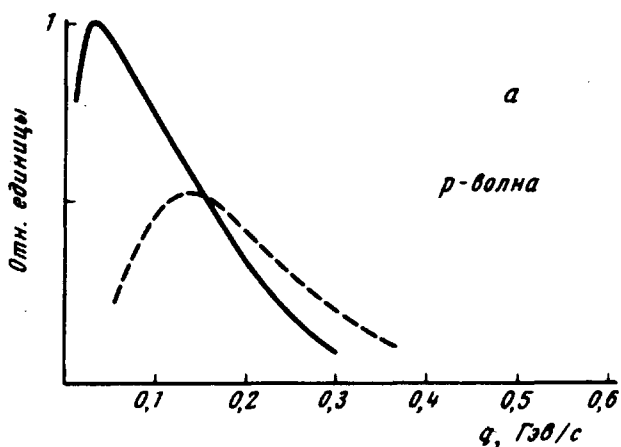


Рис. 2. Распределения по импульсам протонов отдачи в реакции 1 — (пунктирная кривая) и дейтронов отдачи в реакции 2 — (сплошная кривая) для p -волны (а) и d -волны (б) в относительном движении $\bar{p}n$

Дифференциальное сечение реакции (2), отвечающее механизму подхвата (диаграмма на рис. 1, б), может быть непосредственно выражено через дифференциальное сечение реакции (1), даваемое диаграммой 1, а, с помощью следующей формулы ($\hbar = c = 1$):

$$\left(\frac{d\sigma}{dq} \right)_t = \frac{3}{4} \frac{(3q^2 + 4\kappa_d^2 - 4\kappa_x^2)^2 + 4m^2\Gamma^2}{(q^2 + 2\kappa_{t,d}^2 - 2\kappa_x^2)^2 + m^2\Gamma^2} \frac{|F_t(q)|^2}{|F_d(q)|^2} \left(\frac{d\sigma}{dq} \right)_d \quad (3)$$

Здесь q соответственно импульс дейтрона отдачи в лаб. системе координат для реакции (2) и протона отдачи в случае реакции (1); $\kappa_d^2 =$

$m\epsilon_d, \kappa_{t,d}^2 = m(\epsilon_t - \epsilon_d); \kappa_x^2 = m\epsilon_x$, где ϵ_d, ϵ_t и ϵ_x — энергии связи дейтрона, трития и системы $(\bar{p}n)$, Γ — аннигиляционная ширина связанного состояния $(\bar{p}n)$, m — масса нуклона, $F_d(q)$ — фурье-компонента радиальной волновой функции дейтрона, нормированная условием $\int F_d^2(q) d^3q = (2\pi)^3$,

$$F_t(q) = -[\sqrt{3\pi}(3/2m)(q^2 + \kappa^2)]^{-1} W(q, 0), \quad (4)$$

где $\kappa^2 = (4/3)m(\epsilon_t - \epsilon_d)$, $W(q, 0)$ — вершинная функция для распада $t \rightarrow d + n$ (см., например, [4]).

Для нахождения вершинных функций $d \rightarrow pn$ и $t \rightarrow dn$ необходимо знать волновые функции t и d . В настоящее время достигнут существенный прогресс в решении трехнуклонной задачи с помощью решения уравнений Фаддеева для реалистических NN -потенциалов (с учетом отталкивания на малых расстояниях). Расчеты $F_t(q)$, выполненные в работах [4, 5] для реалистических потенциалов Малфлита — Тьена [6] и модифицированного потенциала Бресселя — Кермана — Рубена [7] дали практически совпадающие в физической области ($q^2 > 0$) вершинные функции (имеется несущественное для целей настоящей работы различие вблизи $q = 0$). Эти потенциалы воспроизводят энергию связи дейтрона и фазы NN -рассеяния в 1S_0 - и 3S_1 -состояниях вплоть до энергии 360 Мэв и дают близкую к экспериментальной энергию ϵ_t . Соответствующая вершинная функция $t \rightarrow dn$ для реального дейтрона была подставлена в формулу (3). Результаты расчетов для $(d\sigma/dq)_t$ (сплошная кривая) и $(d\sigma/dq)_d$ (пунктирная кривая) приведены на рис. 2. Максимумы, отвечающие вкладу p -волны в относительном движении системы $(\bar{p}n)$ (рис. 2, а) и d -волны (рис. 2, б), оказываются смещенными при переходе от реакции (1) к (2) на величину порядка $\Delta q \approx 100 \text{ Мэв/с}$.

Положение брейт-вигнеровского резонанса в эффективной массе системы $\bar{p}n$ для реакций (1) и (2) показано стрелкой на рис. 2, б.

Авторы выражают искреннюю благодарность И.С.Шапиро за полезные обсуждения.

Институт ядерной физики
Московского

государственного университета
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию
10 июля 1974 г.

Литература

- [1] L.Gray, P.Hagerty, T.Kalogeropoulos. Phys. Rev. Lett., 26, 1491, 1971.
[2] L.N.Bogdanova, O.D.Dalkarov, I.S.Shapiro. Phys. Rev. Lett., 28, 1418, 1972.
[3] Л.Н.Богданова, О.Д.Далькаров, И.С.Шапиро. Письма в ЖЭТФ, 15, 748, 1972.

- [4] Ю.В.Орлов, В.Б.Беляев. Письма в ЖЭТФ, 17, 385, 602, 1973.
[5] В.Б.Беляев, Б.Ф.Иргазиев, Ю.В.Орлов. Nucl. Phys. (в печати).
[6] R.A.Malfliet, I.A.Tjon. Nucl. Phys., A127, 161, 1969.
[7] V.V.Belyaev, H.Schulz. Preprint JINR, E4-6353, Dubna, 1972.
-