Письма в ЖЭТФ, том 61, вып.1, стр.9 - 14

СУЩЕСТВУЕТ ЛИ ВОЗБУЖДЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ЯДРА ^{3}H?

А.Л.Барабанов

Российский научный центр "Курчатовский Институт"
123182 Москва, Россия

Поступила в редакцию 22 ноября 1994 г.

Высказано предположение, что возбужденное состояние ядра ^{3}H, обнаруженное недавно в реакции H(^{6}He, α)[1], имеет спин и четность $1/2^+$ и ту же конфигурацию, что и основное состояние ^{6}He. Амплитуда электромагнитного перехода в основное состояние тритона сильно подавлена, поэтому это возбужденное состояние не может быть обнаружено в радиационном захвате нейтронов дейтронами. Показано, что в упругом nd-рассеянии резонанс, обусловленный возбужденным состоянием, может отсутствовать из-за деструктивной интерференции фаз потенциального и резонансного рассеяния.

В [1] был обнаружен максимум в сечении реакции H(^{6}He, α), интерпретированный как возбужденное состояние ядра ^{3}H с энергией $E^* = 7,0 \pm 0,3$ МэВ и шириной $\Gamma^* = 0,6 \pm 0,3$ МэВ. Этот результат весьма интересен, поскольку до сих пор значимых указаний на существование возбужденных состояний тритона не было [2]. Имеются, однако, основания для скептического отношения к предложенной в [1] интерпретации. Энергия E^* лежит выше порога развала $E_b = 6,26$ МэВ ядра ^{3}H на нейтрон и дейтрон примерно на 0,7 МэВ. Но в полном сечении nd-взаимодействия отсутствуют какие-либо максимумы вблизи энергии 0,7 МэВ с шириной масштаба Γ^* [3, 4]. В радиационном захвате нейтронов дейтронами также не было обнаружено никаких аномалий вблизи предполагаемого возбужденного уровня тритона [5]. Сделанная в [1] ссылка на обзор [6] теоретических работ, предсказывающих существование возбужденного состояния тритона, лежащего выше порога распада $n+d$ на 0,5 МэВ, не вполне корректна, так как в [6] речь идет об энергии $\sim$ 0,5 МэВ виртуального состояния nd-системы, лежащего вблизи порога $n+d$. Цель данной работы — показать, что предложенная в [1] интерпретация тем не менее может быть справедливой.

Обсудим сначала возможную конфигурацию возбужденного состояния ядра ^{3}H, обнаруженного в [1]. В рамках наивной оболочечной модели с осцилляторным потенциалом основное состояние 0^+ ядра ^{6}He представляет собой конфигурацию из двух протонов и двух нейтронов, находящихся в $1s$-состоянии и составляющих α-частицу, и двух нейтронов в $1p$-состоянии с нулевым полным угловым моментом. Пусть $\mathbf{r}_1$ и $\mathbf{r}_2$ — радиусы-векторы этих нейтронов относительно α-частицы, тогда как вектор $\mathbf{r}_{12} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$ определяет относительное положение нейтронов, а $\mathbf{r}$ — координату их центра масс относительно α-частицы. Тогда для нормированных осцилляторных функций имеем тождество

$$\frac{1}{\sqrt{3}}\sum_m(-1)^m\psi_{1pm}(\mathbf{r}_1)\psi_{1p-m}(\mathbf{r}_2) = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\psi_{2s}(\mathbf{r})\psi_{1s}(\mathbf{r}_{12}) - \psi_{1s}(\mathbf{r})\psi_{2s}(\mathbf{r}_{12})\right). \quad (1)$$

Функции $\psi_{1pm}(\mathbf{r}_i)$ в левой части записаны для потенциала $\mu\omega^2 r_i^2/2$, где $\mu = m_n m_\alpha/(m_n + m_\alpha)$ — приведенная масса нейтрона и α-частицы. В правой части получаются функции $\psi_{ns}(\mathbf{r}_{12})$ в потенциале $\mu_{12}\omega_{12}^2 r_{12}^2/2$, где $\mu_{12} = m_n/2$

и $\omega_{12} = \omega m_\alpha/(m_n + m_\alpha)$, и функции $\psi_{ns}(\mathbf{r})$, отвечающие потенциалу $\mu_r\omega_r^2 r^2/2$, где $\mu_r = 2m_n m_\alpha/(2m_n + m_\alpha)$ и $\omega_r = \omega(2m_n + m_\alpha)/(m_n + m_\alpha)$. Таким образом, согласно (1), состояние двух нейтронов в $1p$-оболочке с полным моментом нуль эквивалентно суперпозиции $1s$- и $2s$-состояний по относительным переменным $\mathbf{r}_{12}$ и $\mathbf{r}$. В [7] было показано, что эта простая картина хорошо согласуется с реальной конфигурацией основного состояния ядра ^{6}He, представляющего собой слабо связанную систему трех частиц $\alpha + n + n$.

Предположим, что обнаруженное в [1] возбужденное состояние системы $p + n + n$ имеет ту же конфигурацию (1), что и основное состояние ядра ^{6}He (α-частица заменена на протон). Ясно, что это будет возбужденное состояние ядра ^{3}H $1/2^+$. Основному состоянию $1/2^+$ в данной модели отвечают два нейтрона, находящиеся в $1s$-состоянии относительно протона. При этом для осцилляторных функций имеем

$$\psi_{1s}(\mathbf{r}_1)\psi_{1s}(\mathbf{r}_2) = \psi_{1s}(\mathbf{r})\psi_{1s}(\mathbf{r}_{12}) \tag{2}$$

с теми же соотношениями между μ, μ_{12}, μ_r и $\omega, \omega_{12}, \omega_r$, что и ранее, с заменой, естественно, m_α на массу протона m_p.

В рамках такой гипотезы становится понятным, почему возбужденное состояние не проявляется в реакции $d(n,\gamma)$. По квантовым числам возможен лишь $M1$-переход, но ведущее слагаемое в амплитуде перехода равно нулю в силу ортогональности $2s$- и $1s$-состояний. Ситуация здесь аналогична $2s \to 1s$ переходу в атоме водорода, где, кстати, однофотонный переход оказывается менее вероятным, нежели двухфотонный.

Перейдем теперь к анализу упругого nd-рассеяния. Суммарный спин нейтрона и дейтрона принимает значения 1/2 и 3/2, поэтому в каждой парциальной волне различают дублетный и квартетный каналы. Длины рассеяния в этих каналах имеют значения $a_2 = 0,65 \pm 0,03$ Фм и $a_4 = 6,34 \pm 0,02$ Фм [2].

При отсутствии возбужденных состояний ядра ^{3}H естественно ожидать, что рассеяние нейтронов на дейтронах при энергиях ниже порога развала дейтрона $E_d = 2,23$ МэВ будет носить чисто потенциальный характер. Длина рассеяния должна при этом иметь масштаб радиуса потенциала. Предположим, что именно так и обстоит дело в квартетном канале. Радиус nd-потенциала может быть очень велик за счет размытости дейтрона. Радиальная функция дейтрона убывает на больших расстояниях как $\sim \exp(-\gamma r)$, где $1/\gamma \sim 5$ Фм [9]. Добавляя радиус нуклон-нуклонного взаимодействия (~ 2 Фм), возьмем в качестве радиуса нейтрон-дейтронного потенциала величину $R = 7$ Фм. Выбирая сам потенциал в виде сферической прямоугольной ямы и подгоняя его глубину в квартетном канале под величину $a_4 = 6,34$ Фм, получим $U_4 = 7,58$ МэВ. В такой яме существует связанный $1s$-уровень с энергией $-3,98$ МэВ, однако заселению этого уровня в квартетном канале препятствует, очевидно, принцип Паули.

Представим теперь, что в дублетном канале имеется возбужденное состояние тритона типа $p + n + n$ (1). Это состояние должно рассматриваться как закрытый неупругий канал, связанный с упругим каналом $n + d$. Проследим, как такой неупругий канал может влиять на наблюдаемые в упругом канале, пользуясь простейшей моделью двухканального рассеяния [10, 11]. В этой модели частица взаимодействует с системой, имеющей два состояния — основное с энергией нуль и возбужденное с энергией ϵ. Резонансу отвечает возбуждение внутренней системы, сопровождающееся переходом падающей частицы в связанное состояние.

Возьмем все потенциалы в виде сферических прямоугольных ям радиуса $R = 7$ Фм. Пусть глубина ямы в упругом канале равна $U_2^{(0)}$, в неупругом — $U_2^{(1)}$; глубину потенциала связи между каналами обозначим W. Уравнения для радиальных s-волновых функций упругого $F^{(0)}(r)$ и неупругого $F^{(1)}(r)$ каналов в области $r < R$ имеют вид

$$\left\{ \begin{array}{lcl} d^2F^{(0)}/dr^2 + (2mU_2^{(0)}/\hbar^2)F^{(0)} + (2mW/\hbar^2)F^{(1)} + k^2F^{(0)} & = & 0, \\ d^2F^{(1)}/dr^2 + (2mU_2^{(0)}/\hbar^2)F^{(1)} + (2mW/\hbar^2)F^{(0)} + k_1^2F^{(1)} & = & 0, \end{array} \right. \tag{3}$$

где k — волновое число в упругом канале, отвечающее энергии $E = \hbar^2k^2/2m$ (m — приведенная масса), а $k_1 = (2m(E-\epsilon)/\hbar^2)^{1/2}$ — волновое число в неупругом канале. Если $E < \epsilon$, то неупругий канал закрыт, так что $k_1 = iq_1$, где $q_1 = (2m(\epsilon - E)/\hbar^2)^{1/2}$. Вне области взаимодействия $r > R$ имеем

$$\left\{ \begin{array}{lcl} F^{(0)}(r) & = & \exp(i\delta_2(k))\sin(kr + \delta_2(k))/k, \\ F^{(1)}(r) & = & -iS^{(1)}\exp(ik_1r)/2(kk_1)^{1/2}, \end{array} \right. \tag{4}$$

где $\delta_2(k)$ — фаза упругого рассеяния в дублетном канале.

Регулярные в нуле решения уравнений (3) в области $r < R$ имеют вид

$$\left\{ \begin{array}{lcl} F^{(0)}(r) & = & A\sin æ r + A'\sin æ' r, \\ F^{(1)}(r) & = & A(\Delta/W)\sin æ r - A'(W/\Delta)\sin æ' r, \end{array} \right. \tag{5}$$

где $æ = (2m(U_2^{(0)} + E + \Delta)/\hbar^2)^{1/2}$, $æ' = (2m(U_2^{(1)} + E - \epsilon - \Delta)/\hbar^2)^{1/2}$, $\Delta = ((U_2^{(0)} - U_2^{(1)} + \epsilon)^2/4 + W^2)^{1/2} - (U_2^{(0)} - U_2^{(1)} + \epsilon)/2$. Сшивка функций (4) и (5) и их производных в точке $r = R$ позволяет определить коэффициенты радиальных функций $A(E)$, $A'(E)$, $S^{(1)}(E)$ и фазу упругого рассеяния $\delta_2(E)$.

Хорошо известно, что s-волновая фаза упругого рассеяния следующим образом выражается через логарифмическую производную $\Phi_2(E) = R\,(dF^{(0)}/dr)/F^{(0)}$ функции упругого канала в точке сшивки:

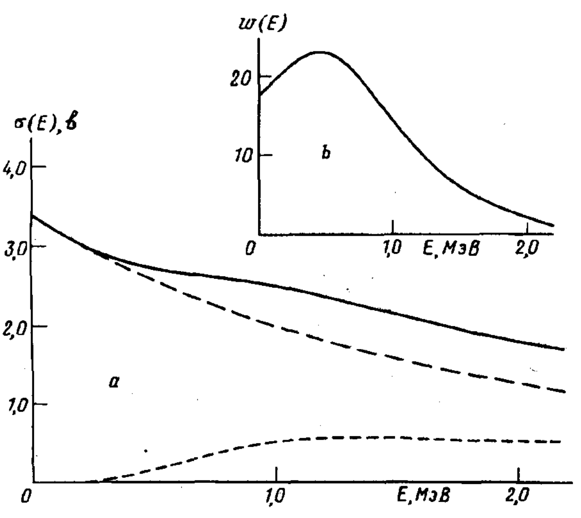
$$\exp(2i\delta_2(E)) = \exp(-2ikR)\frac{\Phi_2(E) + ikR}{\Phi_2(E) - ikR}. \tag{6}$$

Согласно обычному определению [12], резонанс в дублетном канале имеет место при энергии E_2 такой, что $\Phi_2(E_2) = 0$. Записывая величину $\Phi_2(E)$ вблизи этой энергии в форме $\Phi_2(E) = (E_2 - E)/\gamma_2$, получим брейт-вигнеровское описание резонанса с приведенной шириной γ_2 и зависящей от энергии шириной $\Gamma_2(E) = 2kR\gamma_2$. Считая, что данная параметризация логарифмической производной справедлива для энергий $E \to 0$, для длины рассеяния будем иметь $a_2 = R(1 - \gamma_2/E_2)$. Малое по сравнению с R значение a_2 получается, если $\gamma_2 \sim E_2$. Для указанной в [1] энергии $E_2 \simeq 0,7$ МэВ отсюда следует $\gamma_2 \simeq 0,6$ МэВ и $\Gamma_2 \simeq 1,3$ МэВ. Заметим, что приведенная ширина чисто потенциального резонанса в модели сферической прямоугольной ямы $\gamma^{pot} = \hbar^2/mR^2 \simeq 1,3$ МэВ примерно вдвое превосходит найденное значение γ_2. В то же время ширина Γ_2 несколько больше экспериментальной оценки Γ^* [1].

В соответствии с (6) фаза упругого рассеяния в дублетном канале складывается из отрицательной фазы потенциального рассеяния $\delta^{pot}(E) = -kR$

и положительной фазы резонансного рассеяния $\delta^{res}(E) = \mathrm{arctg}\,(kR/\Phi_2(E))$. Если радиус nd-взаимодействия действительно так велик, как мы предположили, то при энергии $E_2 \simeq 0,7$ МэВ потенциальная фаза достигает значения $\delta^{pot}(E_2) \simeq -1,05$, сравнимого по абсолютной величине с резонансной фазой $\delta^{res}(E_2) = \pi/2$. В результате полная фаза $\delta_2(E)$ отнюдь не проходит через $\pi/2$ в точке резонанса, и этим объясняется отсутствие максимума в сечении nd-рассеяния вблизи энергии E_2 предполагаемого уровня.

Проиллюстрируем эти качественные соображения расчетом в рамках сформулированной выше модели. Выберем величину ϵ равной энергии связи дейтрона 2,23 МэВ с тем, чтобы интервал энергий $E < \epsilon$, для которого в модели имеет место чисто упругое рассеяние, совпадал с аналогичным интервалом в nd-реакции. Оставшихся свободных параметров в дублетном канале — глубин потенциалов $U_2^{(0)}$, $U_2^{(1)}$ и W — с избытком хватает для того, чтобы воспроизвести экспериментальное значение длины рассеяния. Пусть, к примеру, $U_2^{(0)} = 5$ МэВ и $U_2^{(1)} = U_4$. Подгоняя a_2 к величине 0,65 Фм, для единственного оставшегося параметра получим $W = 3,68$ МэВ. При этом логарифмическая производная $\Phi_2(E)$ обращается в нуль при $E_2 = 0,76$ МэВ; приведенная и полная ширины резонанса равны $\gamma_2 = 0.57$ МэВ и $\Gamma_2^0 = \Gamma_2(E_2) = 1,24$ МэВ. На рисунке 1a представлены сечения рассеяния $\sigma_2(E) = (4\pi/3k^2)\sin^2\delta_2(E)$, $\sigma_4(E) = (8\pi/3k^2)\sin^2\delta_4(E)$ в дублетном и квартетном каналах, соответственно, а также их сумма — полное s-волновое сечение рассеяния. Видно, что сечение $\sigma_2(E)$ достигает максимальных значений при энергиях, превышающих 1 МэВ, несколько выполаживая ход полного сечения. Это выполаживание ясно выражено на экспериментальной кривой [3] и обусловлено дополнительно ростом вкладов p- и d-волн с увеличением энергии.



Вычисленные в модели nd-взаимодействия s-волновые сечения (a) и квадрат интеграла волнóвой функции неупругого канала (b) в зависимости от энергии E; на рис.a сечение $\sigma_2(E)$ в дублетном канале изображено короткими штрихами, сечение $\sigma_4(E)$ в квартетном канале — длинными штрихами, полное сечение — сплошной линией

Таким образом, в данной модели из-за большой потенциальной фазы рассеяния гипотетический резонанс не проявляет себя в виде ярко выраженного максимума в упругом канале. Однако в неупругом канале имеет место возрастание функции $F^{(1)}(r)$ вблизи энергии E_2. Заметим, что вероятность заселения возбужденного состояния тритона в реакции $\mathrm{H}(^6\mathrm{He}, \alpha)$ пропорциональна квадрату модуля матричного элемента перекрытия функций типа (1) для двух нейтронов в ^{6}He и ^{3}H. При этом в тритоне функция типа (1) представляет собой функцию неупругого канала в реакции $n + d$. Таким образом, возрастание этой функции при энергиях, близких к E_2, должно соответствовать максимуму в сечении реакции H(^{6}He, α). Для иллюстрации на рисунке b представлен вычисленный в модели квадрат интеграла функции $F^{(1)}(r)$

$$w(E) = \left(\int_0^R F^{(1)}(r)\, dr \right)^2 \tag{7}$$

в зависимости от энергии E. Любопытно, что положение и ширина максимума качественно согласуются с найденными в [1] значениями E^* и Γ^*.

Обсудим, наконец, соответствие между возможным существованием возбужденного состояния ядра ^{3}H $1/2^+$ и виртуальным состоянием nd-системы в дублетном канале [6]. О виртуальном состоянии говорят при наличии полюса в амплитуде упругого рассеяния (6) в нижней полуплоскости комплексных значений k на мнимой оси. Если энергия резонанса $E_2 = \hbar^2 k_2^2/2m$ мала, то приближение Брейта–Вигнера $\Phi_2(k) = \hbar^2(k_2^2 - k^2)/2m\gamma_2$ может быть справедливо в некоторой области комплексных значений k, включающей ноль. Полюсы k_r амплитуды (6), лежащие в окрестности ноля, являются в этом случае корнями квадратного уравнения $(k_r)_{1,2} = -ik_2(\Gamma_2^0/4E_2) \pm k_2(1 - (\Gamma_2^0/4E_2)^2)^{1/2}$. Мы видим, что в данном приближении виртуальные состояния отвечают широким резонанасам $\Gamma_2^0 > 4E_2$ (оба значения k_r лежат в нижней полуплоскости на мнимой оси). Именно так, кстати, обстоит дело в синглетном канале нуклон-нуклонного рассеяния. Резонансам с ширинами Γ_2^0, сравнимыми с E_2, как в рассматриваемом здесь случае, отвечают полюсы, расположенные по обе стороны от мнимой оси.

В реальном случае даже при малом E_2 отклонение $\Phi_2(k)$ от брейт-вигнеровской формы может быстро нарастать при смещении в сторону от действительной оси k. Поэтому резонансу с шириной $\Gamma_2^0 \sim E_2$ может отвечать полюс на мнимой оси, то есть виртуальное состояние. Однако в рассматриваемой модели это не так. Пользуясь фиксированными выше параметрами двухканальной модели дублетного nd-рассеяния, найдем прямым расчетом полюсы амплитуды (6), то есть нули выражения $\Phi_2(k) - ikR$ в комплексной плоскости значений k. Так же, как выписанные выше корни квадратного уравнения, они оказываются расположенными симметрично относительно мнимой оси в нижней полуплоскости. Этим полюсам соответствуют комплексные энергии $(E_r)_{1,2} = \hbar^2(k_r)_{1,2}^2/2m$ на нефизическом листе, при этом $\mathrm{Re}(E_r)_{1,2} = 0,54$ МэВ, $\mathrm{Im}(E_r)_{1,2} = \pm 0,76$ МэВ. Таким образом, в данной модели резонансу в nd-рассеянии (см. рисунок b) соответствуют близкие к мнимой оси полюсы S-матрицы, причем энергии на нефизическом листе в этих полюсах имеют масштаб $\sim$ 0,5 МэВ. Принимая во внимание крайнюю простоту рассматриваемой модели, можно говорить о качественном согласии с результатами работ, обсуждаемых в [6].

Итак, в данной работе показано, что предложенная в [1] интерпретация максимума в сечении реакции H(^{6}He, α) как возбужденного состояния ядра ^{3}H не противоречит ни имеющимся экспериментальным данным, ни теоретическим представлениям о полюсах S-матрицы в дублетном канале nd-взаимодействия. В упругом nd-рассеянии это возбужденное состояние, по-видимому, не проявляет себя из-за деструктивной интерференции фаз потенциального и резонансного рассеяния, обусловленной рыхлостью дейтрона и соответственно аномально большим радиусом nd-потенциала. Согласно выдвинутым предположениям о структуре возбужденного состояния сечение реакции $d(n,\gamma)$ подавлено из-за сильного запрета амплитуды $M1$-перехода на основное состояние тритона. В то же время гипотеза о подобии структуры возбужденного состояния ядра ^{3}H структуре основного состояния ядра ^{6}He естественно объясняет обнаруженную в [1] чувствительность сечения реакции H(^{6}He, α) к этому состоянию.

Основной вывод состоит в том, что в последовательных трехчастичных расчетах nd–рассеяния следует обратить внимание на энергетическую зависимость волновых функций неупругих каналов, близких по структуре к конфигурации (1). Очевидный интерес представляют также оценка возможности возбуждения тритона в неупругом рассеянии электронов за счет $E0$–переходов и распространение выполненного анализа на систему $p+d$ и ядро ^{3}He.

Автор благодарен Д.В.Александрову, Е.Ю.Никольскому, Б.Г.Новацкому, Д.Н.Степанову, Б.В.Данилину, М.В.Жукову и Д.В.Федорову за полезные обсуждения. Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Международного научного фонда.

---

1. Д.В.Александров, Е.Ю.Никольский, Б.Г.Новацкий, Д.Н.Степанов, Письма в ЖЭТФ **59**, 301 (1994).
2. D.R.Tilley, H.R.Weller, and H.H.Hasan, Nucl. Phys. **A474**, 1 (1987).
3. P.Stoler, N.N.Kaushal, F.Green et al., Phys. Rev. Lett. **29**, 1745 (1972).
4. T.W.Phillips, B.L.Berman, and J.D.Seagrave, Phys. Rev. **C22**, 384 (1980).
5. Э.И.Шарапов, ЭЧАЯ **12**, 962 (1981).
6. К.Меллер, Ю.В.Орлов, ЭЧАЯ **20**, 1341 (1989).
7. Б.В.Данилин, М.В.Жуков, А.А.Коршенинников и др., ЯФ **49**, 360 (1989).
8. Дж.Е.Браун, А.Д.Джексон, Нуклон-нуклонные взаимодействия, М.: Атомиздат, 1979. (G.E.Brown, A.D.Jackson, The nucleon-nucleon interaction, North-Holland Publishing Company, New York, 1976.)
9. H.Feshbach, Ann. Phys. **5**, 357 (1958).
10. Н.Мотт, Г.Месси, Теория атомных столкновений, М.: Мир, 1969. (N.F.Mott, H.S.W.Massey, The theory of atomic collisions, Oxford, Clarendon Press, 1965.)
11. О.Бор, Б.Моттельсон, Структура атомного ядра, т.1, М.: Мир, 1971. (A.Bohr, B.R.Mottelson, Nuclear structure, v.1, W.A.Benjamin,Inc., New York, Amsterdam, 1969.)