

СУЩЕСТВУЮТ ЛИ ВОЗБУЖДЕННЫЕ СОСТОЯНИЯ В СИСТЕМЕ ДВУХ НЕЙТРОНОВ?

Д.В.Александров, Е.Ю.Никольский, Б.Г.Новацкий, Д.Н.Степанов, Р.Вольски*¹⁾

Российский научный центр "Курчатовский институт"
123182 Москва, Россия

* Институт ядерной физики, 31342 Краков, Польша

Поступила в редакцию 23 апреля 1998 г.

Экспериментально исследовано взаимодействие в системе двух нейтронов ($2n$) в реакции $T(d, {}^3\text{He})$ при энергии $E_d = 31$ МэВ. В интервале углов от 6 до 13° с большими поперечными сечениями ($d\sigma/d\Omega(6^\circ) \sim 10$ мб/ср в с.ц.м.) наблюдается ядернонестабильный 2n с распадной шириной $\Gamma = (1.1 \pm 0.2)$ МэВ. В спектрах ядер ${}^3\text{He}$ обнаружены два широких энергетических максимума. Сделано предположение о возбуждении в $n-n$ -системе широких резонансов с энергиями $E^* = (3.6 \pm 0.3)$ и $E^* \sim 11.8$ МэВ, зачисляемых в реакции $T(d, {}^3\text{He})$. Их энергетическое положение удовлетворяет правилу интервалов $E_4 : E_2 \cong 3.3$, указывающему на возможное существование "вращательной полосы" с характеристиками 2^+ и 4^+ . Из $\Delta E = \hbar^2 l(l+1)/2\mu R^2$ получена оценка "радиуса" динейтрона, равная ~ 8 Фм.

PACS: 24.10.-i

Вопрос о силах, действующих между двумя частицами, является фундаментальной проблемой классической и квантовой физики, и именно решение этой проблемы позволило понять природу электромагнитных и гравитационных сил. Хорошо известно, что наличие многочисленных возбужденных состояний в атоме водорода явилось ключом для построения "планетарной" модели атома Бора. Ядерные силы резко отличаются от электромагнитных очень коротким радиусом действия, и дейтрон – простейшая ядерная система с аномально малой энергией связи ($\epsilon = 2.22$ МэВ) – не имеет подобно атому водорода связанных возбужденных состояний.

Однако из экспериментального изучения pn и pp -рассеяния твердо установлено взаимодействие в конечном состоянии в этих системах с изоспином $T = 1$ и показано, что синглетные d и $2p$ -системы имеют виртуальные уровни, лежащие вблизи порога распада. В 60-е и 70-е годы была экспериментально проверена гипотеза о зарядовой независимости и симметрии нуклон-нуклонных взаимодействий в измерениях длин рассеяния. Найдено небольшое отличие в $n-n$ и $p-n$ -взаимодействиях: $a_{nn} = -16.6$ Фм и $a_{np} = -23.7$ Фм (см., например, обзор [1]). Из-за отсутствия нейтронных мишеней основным способом изучения $n-n$ -взаимодействия, в отличие от рассеяния $p-p$ и $p-n$, служили реакции: $D(n, p)$, $T(n, d)$, $D(d, 2p)$, $T(d, {}^3\text{He})$ и $T(t, {}^4\text{He})$. Заметим, что акцент в этих исследованиях был поставлен на подтверждение гипотезы зарядовой независимости и симметрии ядерных сил, а не на поиски возбужденных состояний нестабильного 2n . Спектры, как правило, были получены в узком энергетическом диапазоне в районе нулевой энергии связи динейтрона [2]. В физике высоких энергий, наоборот, велись поиски "узких" дибарионных резонансов (2p) с энергиями в десятки и даже сотни МэВ, традиционно далекими от энергий возбуждения, характерных для ядерной физики низких энергий [3].

¹⁾ R. Wolski

Цель данной работы – поиск возбужденных состояний динейтрона в реакции $T(d, {}^3\text{He})$ обычными методами ядерной спектроскопии в интервале от основного состояния 2n и до максимально возможных энергий, допустимых условиями опыта ($E^* \sim 15$ МэВ). Из трех вариантов поиска дибарионных резонансов (${}^2n, {}^2p, np$) выбор пал на первый, так как в этом случае проявляется чисто ядерное взаимодействие двух тождественных частиц.

Работа выполнена на циклотроне РИЦ "Курчатовский институт" при максимальной энергии пучка дейтронов $E = 31$ МэВ. Измерение спектров ${}^3\text{He}$ из реакции $T(d, {}^3\text{He})$ проведено в диапазоне углов $6 - 13^\circ$. Это накладывало жесткое ограничение на интенсивность падающего пучка из-за огромного фона упруго рассеянных дейтронов. Средний ток ионов дейтерия на мишенях составлял ~ 0.01 мкА.

Мишенями служили две самоподдерживающиеся титановые фольги одинаковой толщины 5.1 мг/см², одна из которых была насыщена тритием. Содержание трития в Ti-T мишени и наличие примесей в ней определялось специальными измерениями на циклотроне по упругому рассеянию дейтронов с $E = 13$ МэВ. Величины сечений упругого рассеяния дейтронов на тритии взяты из работы [4]. В результате измерений было установлено содержание трития в облучаемой Ti-T фольге – 38.4% (по числу атомов относительно Ti).

Продукты реакции регистрировались телескопом из полупроводниковых кремниевых счетчиков толщинами 30 мкм (ΔE – детектор ионизационных потерь) и 1.2 мм (E – детектор полного поглощения), включенных в спектрометрическую систему многомерного анализа. Телесный угол детектирующей системы составлял $1.3 \cdot 10^{-4}$ ср.

Спектры ядер ${}^3\text{He}$ измерены в энергетическом диапазоне $5 - 35$ МэВ с хорошей статистической точностью, причем для каждого угла осуществлялся последовательный набор спектров на мишенях Ti-T и Ti. Реперами для энергетической калибровки служили реакция ${}^{48}\text{Ti}(d, {}^3\text{He})$ и ядра отдачи ${}^3\text{He}(d, {}^3\text{He})D$ на небольшой примеси ${}^3\text{He}(4 - 5\%)$ в Ti-T мишени (пик в дискретной части спектров в районе 29 МэВ). Присутствие такого количества ядер ${}^3\text{He}$ связано с β -распадом трития. На рис.1 показаны энергетические спектры ядер гелия из реакции $T(d, {}^3\text{He})$ после вычитания примеси от реакции $(d, {}^3\text{He})$ на титане, сечения на котором оказались на порядок меньше, чем на тритии. Спектры измерены под углами $6, 8, 10$ и 13° в лабораторной системе координат. В жесткой части спектров отчетливо виден интенсивный пик, соответствующий взаимодействию двух нейтронов в конечном состоянии. На рисунке он обозначен стрелкой с надписью 2n , и дальше в тексте мы будем говорить о нем, как об основном состоянии динейтрона. В "мягкой" части спектров, слева от основного состояния, наблюдается широкий бамп с центром в области 23 МэВ. Последующий анализ – аппроксимация бампа нормальным распределением Гаусса – установил плавное смещение его центра в сторону низких энергий с увеличением угла измерения. Данное смещение соответствует известной кинематической зависимости энергия – угол для бинарной реакции, которую можно объяснить наличием широкого резонанса в ядерной системе 2n . Помимо указанных особенностей, во всем измеренном энергетическом диапазоне присутствует непрерывное распределение с максимумом в районе 14 МэВ, относительный вклад которого резко возрастает с увеличением угла и становится доминирующим при 13° (рис. 1d). Подобная кар-

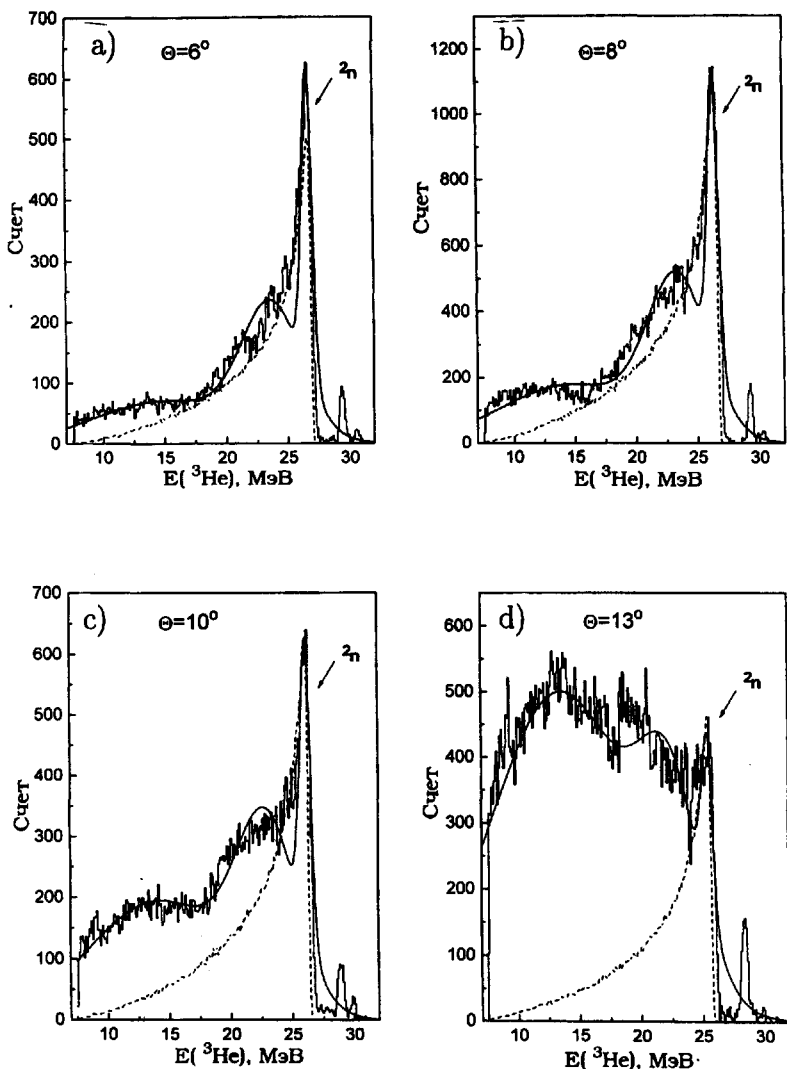


Рис.1. Энергетические спектры ионов ${}^3\text{He}$ из реакции $T(d, {}^3\text{He})2n$ под углами $6 - 13^\circ$ в л.с. Пунктирные линии – расчет по теории Мигдала – Ватсона при $a_{nn} = -16$ Фм. Сплошными кривыми показаны результаты подгонки тремя нормальными распределениями Гаусса

тина наблюдалось ранее и в измерениях спектров реакции $T(d, {}^3\text{He})$ при энергии дейтронов 11 МэВ [5].

Нами была предпринята попытка объяснить сложную структуру полученных спектров известными механизмами взаимодействий в легчайших ядрах.

1. В спектрах продуктов ядерных реакций, идущих на легких ядрах, могут проявляться резонансноподобные структуры, которые связаны с различными двухступенчатыми процессами. Вероятность двухстадийного механизма реакции $D + T$ зависит от кинематических условий опыта, и априори нельзя исключить появления широких максимумов в спектре ${}^3\text{He}$ в канале реакции $D + T \rightarrow n + {}^4\text{He}^*$ с образованием возбужденных уровней ядра ${}^4\text{He}$ и последующим распадом ${}^4\text{He}^* \rightarrow {}^3\text{He} + n$.

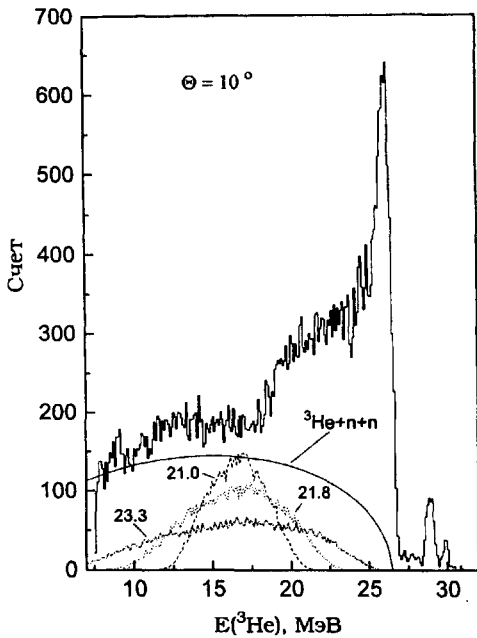


Рис.2. Энергетический спектр ядер ${}^3\text{He}$ из реакции $T(d, {}^3\text{He})2n$, измеренный под углом 10° . Сплошная кривая соответствует трехчастичному фазовому объему системы ${}^3\text{He} + n + n$ в выходном канале. Пунктирными линиями показаны результаты расчета процесса $T + D \rightarrow n + {}^4\text{He}^* \rightarrow {}^3\text{He} + n + n$, идущего через уровни ядра ${}^4\text{He}$ с $E^* = 21.0; 21.8$ и 23.3 МэВ

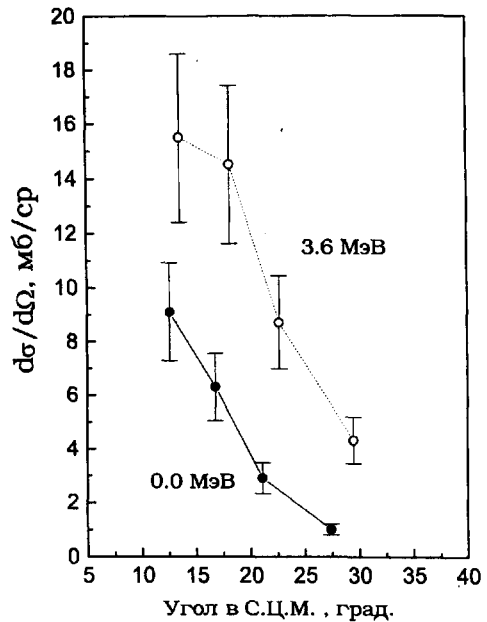


Рис.3. Экспериментальные угловые распределения ${}^3\text{He}$ из реакции $T(d, {}^3\text{He})$ для основного состояния 2n и резонанса с $E = 3.6$ МэВ

Моделирование этого процесса по методу Монте-Карло с учетом возбуждения уровней $E^* = 21; 21.8$ и 23.3 МэВ в ядре ${}^4\text{He}$ [6] установило несоответствие по энергиям положений и ширин наблюдаемых максимумов с теоретическими кривыми, которые приведены на рис.2 пунктирными линиями (расчетные кривые не нормированы на экспериментальные данные).

2. В приближении Мигдала – Ватсона (МВ) выполнен расчет непрерывных распределений под всеми измеренными углами. На рис.1 пунктирными линиями показаны расчетные кривые при значении длины рассеяния $a_{nn} = -16$ Фм. Получено удовлетворительное согласие расчетных и экспериментальных распределений лишь для области высоких энергий. Под углом 13° методом МВ удалось описать только резкий подъем в жесткой части спектра.

3. Особенности измеренных спектров не воспроизводятся и расчетами трехчастичного фазового распределения $D + T \rightarrow {}^3\text{He} + n + n$ (сплошная линия на рис.2).

Итак, ни один из рассмотренных процессов не воспроизвел полученных непрерывных распределений ядер ${}^3\text{He}$. Нами предложена гипотеза, по которой в реакции $T(d, {}^3\text{He})$, помимо основного состояния динейтрона, происходит заселение двух широких резонансов, связанных с возбуждением $n - n$ -системы. Для проверки этого предположения была выполнена компьютерная подгонка непрерывных спектров тремя гауссианами с автоматической вариацией положений, ширин и площадей ис-

комых резонансов по наименьшим значениям χ^2 . Результаты проведенных расчетов показаны на рис.1 сплошными линиями. Получено удовлетворительное согласие экспериментальных и расчетных распределений. После перевода в с.д.м. определены энергии возбуждения резонансов, равные $E^* = (3.6 \pm 0.3)$ МэВ и $E^* \sim 11.8$ МэВ относительно основного состояния 2n . Эти значения в пределах ошибок согласуются между собой под всеми измеренными углами. Их энергетическое положение удовлетворяет известному правилу интервалов $E_4 : E_2 \cong 11.8 : 3.6 = 3.3$, указывающему на возможное существование "вращательных" возбужденных состояний динейтрона с квантовыми характеристиками 2^+ и 4^+ . Значения спина и четности резонанса $E^* = 3.6$ МэВ в 2n не противоречат и систематике всех четно-четных ядер, согласно которой их первые уровни, за исключением магических, имеют характеристики 2^+ . Из момента инерции системы $n - n$ $\Delta E = \hbar^2 l(l+1)/2\mu R^2$ получена оценка "радиуса" динейтрона, равная ~ 8 Фм. Эта величина близка к значениям радиусов валентных нейтронов в слабосвязанных нейтронноизбыточных ядрах, таких как (${}^{11}\text{Li}$, ${}^{11}\text{Be}$) [7, 8].

Таким образом, в данной работе, по-видимому, обнаружены широкие резонансы в 2n . Отметим ряд благоприятных факторов и условий, приведших к полученным результатам.

I. Определяющим для поиска дибарионных резонансов явился выбор $n - n$ -системы: а) в $p - p$ -взаимодействии, помимо ядерных, необходим учет кулоновских сил и эффектов их интерференции. Поскольку искомые резонансы лежат в области континуума, то кулоновское отталкивание двух протонов должно привести к размытию их распадных ширин ($\Gamma \gg 1$ МэВ). Для примера укажем на нестабильные 2^+ уровни ближайших изобар-аналоговых ядер с $T = 1$: ${}^6\text{He}$, ${}^6\text{Li}$ и ${}^6\text{Be}$, ширины которых равны $\Gamma = 0.113$ МэВ, 0.540 и 1.16 МэВ, соответственно [9]; б) в $n - p$ -рассеянии и в реакциях, где синглетный дейтрон исследуется по спектрам сопутствующих частиц, анализ сильно усложняется вкладом изобар-аналогового взаимодействия с $T = 0$. Так, сечение $n - p$ -рассеяния в синглетном состоянии σ_s , из-за статфактора входит в формулу для полного сечения с коэффициентом 1/4; в) в 2n проявляется чисто ядерное взаимодействие тождественных частиц и интерпретация уровней в $n - n$ существенно упрощена по сравнению с $n - p$ - и $p - p$ -системами.

II. Отметим преимущество выбора реакции $T(d, {}^3\text{He})$ для обнаружения резонансов в динейтроне. Механизм реакции наиболее прост – прямая реакция подхвата одного нуклона. На это указывают большие величины поперечных сечений ($d\sigma/d\Omega(6^\circ) \sim 10$ мб/ср в с.д.м.) и их резкая вытянутость вперед. Это видно из рис.3, где приведены экспериментальные угловые распределения реакции $T(d, {}^3\text{He})$. На рисунке черными кружками отмечены дифференциальные сечения для основного состояния 2n , а светлыми – для резонанса с $E = 3.6$ МэВ. Наоборот, паразитный процесс $T(d, {}^4\text{He}^*)$, идущий с образованием нестабильных уровней ${}^4\text{He}^*$ и их последующей диссоциацией на ${}^3\text{He} + n$ более сложен (реакция подхвата двух нуклонов). Более того, как видно из таблицы распадных ширин, приведенных в [6], диссоциация ${}^4\text{He}^*$ идет преимущественно с вылетом тритона, а не ядра ${}^3\text{He}$.

Главные результаты работы приведены в таблице, где в первой колонке даны энергии возбуждения гипотетических резонансов в 2n , во второй – предложенные значения спинов и четностей и в третьей – оценки их распадных ширин. Тем не менее, авторы считают, что для подтверждения полученных результатов необходимо

проведение дополнительных экспериментов при большей энергии падающих дейтронов (50 – 60 МэВ).

E^* (МэВ)	J^π	Γ (МэВ)
0.0	0^+	1.1 ± 0.2
3.6 ± 0.3	2^+	5.6 ± 0.5
~ 11.8	4^+	≥ 11

Авторы благодарят М.В.Жукова и И.М.Павличенкова за полезные обсуждения и ряд ценных замечаний, а также СКТБ ЭП НАН Украины за приготовление титан-трибиевых мишеней.

Данная работа поддержана грантом Российского фонда фундаментальных исследований 96-02-17298а.

-
1. Б.Кюн, ЭЧАЯ, 1975, с.378.
 2. E.Baumgartner, H.E.Conzett, E.Shield, and R.J.Slobodrian, Phys. Rev. Lett. **16**, 105 (1966).
 3. Ю.А.Троян, А.В.Никитин, В.Н.Печенов и др., Препринт ОИЯИ, P1-90-78, Дубна, 1990; ЯФ **54**, 1301 (1991).
 4. M.Ivanovich, P.G.Joung, and G.G.Ohlsen, Nucl. Phys. **A110**, 441 (1968).
 5. H.T.Larson, A.D.Bacher, K.Nagatini and T.A.Tombrello, Nucl. Phys. **A149**, 161 (1970).
 6. D.R.Tilley, H.R.Weller, and G.M.Hale, Nucl. Phys. **A541**, 19 (1992).
 7. P.G.Hansen, A.S.Jensen, and B.Jonson, Annual Rev. of Nucl. and Part. Science **45**, 591 (1995).
 8. I.Tanihata, J. Phys. G., Nucl. Part. Phys. **22**, 157 (1996).
 9. F.Ajzenberg-Selove, Nucl. Phys. **A413**, 1 (1984).