

НОВЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ МАССЫ ИЗОТОПА ${}^4\text{H}$ В РЕАКЦИЯХ С РАДИОАКТИВНЫМ ПУЧКОМ ${}^6\text{He}$ И ИОНАМИ ${}^6\text{Li}$.

Д.В.Александров, Е.Ю.Никольский, Б.Г.Новацкий, Д.Н.Степанов, В.Бурьян, В.Крога*, Я.Новак**

*Российский научный центр "Курчатовский институт",
123182 Москва, Россия*

**Институт ядерной физики
Ржеж, Чешская Республика*

Поступила в редакцию 18 мая 1995 г.

Впервые измерены сечения реакции $D({}^6\text{He}, \alpha)$ при энергии $E_{{}^6\text{He}} = 19,3$ МэВ. В спектре α -частиц обнаружены два резонанса, которые соответствуют основному и возбужденному состояниям ядернонестабильного изотопа ${}^4\text{H}$, лежащие выше порога диссоциации ${}^4\text{H} \rightarrow t + n$ на $2,0 \pm 0,3$ МэВ и $5,2 \pm 0,5$ МэВ. Сделано предположение, что возбужденное состояние ${}^4\text{H}$ имеет конфигурацию $(d + {}^2n)$ и квантовые характеристики 1^+ . Факт ядерной неустойчивости ${}^4\text{H}$ ($2,3 \pm 0,3$ МэВ) подтвержден измерениями реакции ${}^6\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^8\text{B})$ при $E_{{}^6\text{Li}} = 85$ и 93 МэВ. В результате получено новое значение дефекта массы ядра ${}^4\text{H}$, равное $25,3 \pm 0,3$ МэВ.

Более четверти века назад был установлен факт существования ядерно-нестабильного изотопа ${}^4\text{H}$, являющегося самым легким нейтронноизбыточным ядром, неустойчивым относительно распада на $t + n$. Тем не менее, "мера" его нестабильности до сих пор не определена однозначно. В работе [1] показано, что ${}^4\text{H}$ недосвязан на $2,3-2,6$ МэВ, тогда как в последующих работах [2-7] утверждается, что распад ${}^4\text{H} \rightarrow t + n$ идет с выделением энергии $3,1-3,8$ МэВ. Общеприняты в настоящее время данные, полученные из фазового анализа упругого рассеяния нейтронов на тритии [8], которые объясняют поляризацию и сечения взаимодействия $n + T$ наличием широких p -одночастичных резонансов, лежащих при энергиях $3,4$ МэВ (2^-) и $5,1$ МэВ (1^-) над порогом диссоциации ${}^4\text{H} \rightarrow t + n$. Однако авторы работы [9] после тщательно проведенного исследования функции возбуждения $n + T$ и $p + {}^3\text{He}$ показали, что

имеющиеся экспериментальные данные не позволяют сделать выбор между несколькими наборами фаз и поэтому результаты анализа, проведенного в [8], неоднозначны. Одночастичные состояния в системе ${}^4\text{H}$, казалось бы, должны эффективно проявляться в простой реакции срыва $\text{T}(d, p)$. Эта реакция изучалась в работе [1], где и наблюдался широкий резонанс при энергии 2,3 - 2,6 МэВ над порогом развала $t + n$, но в зависимости от угла регистрации протонов отмечено смещение данного максимума по энергии. Вероятно, фактором, мешающим надежно определить массу ${}^4\text{H}$ в реакции $\text{T}(d, p)$ является совпадение энергии распада ${}^4\text{H} \rightarrow t + n$, лежащей в $\sim 2,4$ МэВ, и энергии связи дейтрона (2,22 МэВ). Поэтому протоны из развала дейтрона в процессе $\text{T}(d, np)\text{T}$ могут деформировать спектр реакции $\text{T}(d, p){}^4\text{H}$.

В реакциях с тяжелыми ионами, например ${}^6\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^8\text{B})$ [3], ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{16}\text{O})$ [6], и поглощения π -мезонов ядрами ${}^7\text{Li}$ и ${}^9\text{Be}$ [7] получены параметры резонанса системы ${}^4\text{H}$ в области $\sim 3,4$ МэВ. Возможным объяснением такого разброса (≥ 1 МэВ) энергии распада $\epsilon({}^4\text{H})$ является наличие в системе $n + t$ нескольких широких перекрывающихся резонансов ($2^-, 1^-, 0^-$) [10], заселяемых с разной степенью вероятности в тех или иных реакциях.

Неопределенность в энергиях и ширинах резонансов системы ${}^4\text{H}$, полученных в разных работах, и послужила причиной настоящего исследования. В данной работе изучение системы ${}^4\text{H}$ выполнено с помощью реакций $\text{D}({}^6\text{He}, \alpha)$ и ${}^6\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^8\text{B})$, которые имеют ряд преимуществ: 1) прямой механизм передачи, 2) малый фон в исследуемом интервале энергетических спектров ${}^4\text{He}$ и ${}^8\text{B}$, 3) большая величина сечений под малыми углами регистрации. Первой была исследована реакция $\text{D}({}^6\text{He}, \alpha)$. Радиоактивный пучок ${}^6\text{He}$ интенсивностью $2 \cdot 10^3$ частиц в секунду с энергией 19,3 МэВ, разрешением 0,9 МэВ получен из реакции ${}^{14}\text{C}({}^7\text{Li}, {}^6\text{He})$ на магнитном сепараторе МАЭС [11,12]. Энергетические спектры α -частиц измерялись телескопом $\Delta E_1 - \Delta E_2 - E$ полупроводниковых детекторов в кольцевой геометрии под углом $6,3^\circ$. В качестве мишеней использовались пленки из дейтерированного полиэтилена толщиной $6,5$ мг/см² (обогащение по дейтерию 98%) и углерода толщиной $7,3$ мг/см².

На рис.1а показан спектр α -частиц, полученный из реакции $({}^6\text{He}, \alpha)$ на мишени CD_2 . В спектре видны два явно выраженных резонанса при энергиях 22 и 18 МэВ, которые не наблюдаются в реакции ${}^{12}\text{C}({}^6\text{He}, \alpha)$ (рис.1б). Калибровка спектров выполнена по пику упругого рассеяния ионов ${}^6\text{He}$ на мишени ${}^{12}\text{C}$ и основному состоянию трития из реакции $\text{H}({}^6\text{He}, \alpha)$ на мишени CH_2 толщиной $6,5$ мг/см². Следует отметить, что содержание легкого изотопа водорода в мишени CD_2 меньше, чем его примесь в углеродной мишени. Способ изготовления углеродной мишени - термическое разложение метана - вполне допускает содержание водорода на уровне 5-10% в углеродной фольге. Сравнение спектров α -частиц на рис. 1а и 1б показывает, что резонансы, наблюдаемые в реакции $({}^6\text{He}, \alpha)$ на мишени CD_2 , не могут быть связаны с реакциями на углероде и на примеси водорода. Сильный рост числа событий в левой части спектра в области 15 МэВ на рис.1а и б возникает вследствие неполного сбора заряда в детекторе E от упруго рассеянных ядер ${}^6\text{He}$ (эффект "пролезания" от интенсивного пика упругого рассеяния под малыми углами).

В спектрах продуктов реакций, идущих на легких ядрах, могут проявляться резонансноподобные структуры, которые связаны с различными двухступенчатыми процессами (см., например, [13]). При взаимодействии ${}^6\text{He} + \text{D}$

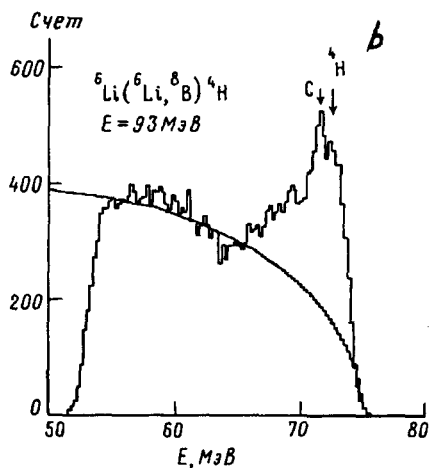
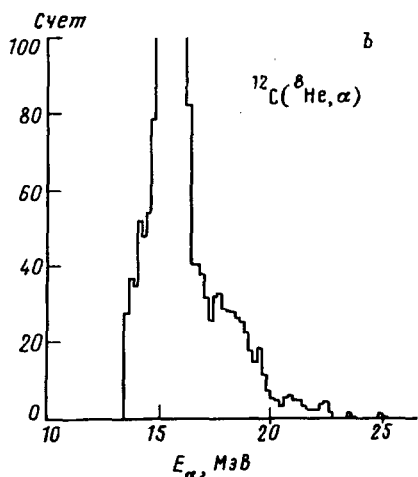
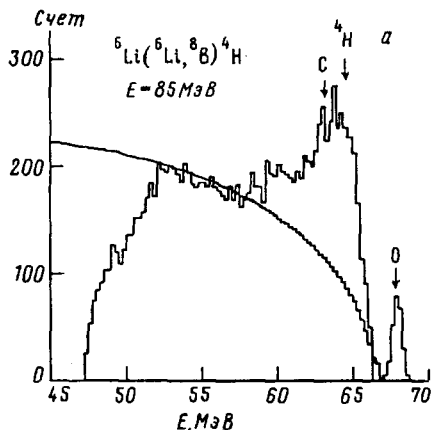
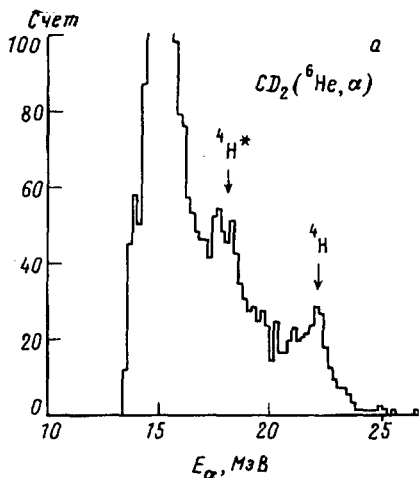


Рис.1

Рис.2

Рис.1. Энергетический спектр α -частиц из реакции $({}^6\text{He}, \alpha)$, измеренный под углом $6,3^\circ$ на мишенях: а - CD_2 и б - ${}^{12}\text{C}$

Рис.2. Энергетические спектры реакции ${}^6\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^8\text{B}){}^4\text{H}$, измеренные при энергиях а - $E_{{}^6\text{Li}} = 85 \text{ МэВ}$ и б - $E_{{}^6\text{Li}} = 93 \text{ МэВ}$. Расчетные кривые трехчастичного фазового объема ${}^8\text{B} + t + n$ показаны сплошными линиями

возможны следующие каналы реакции, идущие в две стадии, в конечных продуктах распада которых будет наблюдаться вылет α -частиц:

- 1) ${}^6\text{He} + \text{D} \rightarrow \text{T} + {}^5\text{He} \rightarrow \alpha + n$,
- 2) ${}^6\text{He} + \text{D} \rightarrow \text{D} + {}^6\text{He}^*(1,8 \text{ МэВ}) \rightarrow \alpha + 2n$,
- 3) ${}^6\text{He} + \text{D} \rightarrow 2n + {}^6\text{Li}^*(2,18 \text{ МэВ}) \rightarrow \alpha + d$.

Анализ этих процессов по методу Монте-Карло позволил исключить все перечисленные каналы из-за несовпадения по энергии положений и ширины расчетных пиков с наблюдаемыми.

Таким образом, резонансы при энергиях 22 и 18 МэВ, обнаруженные в реакции $D(^6\text{He}, \alpha)$, нами интерпретированы как не связанные основное и возбужденное состояния ядра ^4H . Энергия их распада ϵ равна $2,0 \pm 0,3$ МэВ и $5,2 \pm 0,5$ МэВ, соответственно. Отметим, что возбужденное состояние находится вблизи порога распада $^4\text{H} \rightarrow d + 2n$ (6,2 МэВ). Большая величина сечения заселения данного состояния ($d\sigma/d\Omega = 38 \pm 10$ мб/ср в системе центра масс), высокая вероятность передачи динейтрона как кластера в реакции ($^6\text{He}, \alpha$) [12] и относительно узкая ширина его распада ($\Gamma = 1,2 \pm 0,4$ МэВ) позволяют предположить, что резонансу с $\epsilon = 5,2$ МэВ в ^4H соответствует конфигурация ($d + ^2n$). Структура этого состояния в модели оболочек может быть описана как $(1s)^2(1p)^2$ и распад на $t + n$ с выделением $\epsilon = 5,2$ МэВ возможен, когда один нейтрон вылетает из $1p$ -оболочки, а второй в этот же момент совершает переход с $(1p)$ на оболочку $(1s)$, образуя устойчивую конфигурацию ядра ^3H . Скорость подобного распада должна быть понижена вследствие малого фазового объема такого двойного перехода. Исходя из гипотезы о преобладающем механизме передачи динейтрона со спином и четностью 0^+ в реакции ($^6\text{He}, \alpha$) [12], состоянию ^4H с энергией распада 5,2 МэВ можно приписать спин и четность 1^+ .

Наши исследования реакции ($^6\text{He}, \alpha$) установили, что ^4H недосвязан на $2,0 \pm 0,3$ МэВ, что согласуется с результатом исследования реакции $T(d, p)$ [1] и резко расходится с данными экспериментов [5–9], в том числе с величиной $\epsilon = 3,5$ МэВ, полученной в реакции $^6\text{Li}(^6\text{Li}, ^8\text{B})$ [3]. Для устранения этого противоречия были проведены измерения массы ^4H в реакции $^6\text{Li}(^6\text{Li}, ^8\text{B})$. Реакция ($^6\text{Li}, ^8\text{B}$) изучалась при двух значениях энергий налетающих ионов ^6Li (85 и 93 МэВ). Мишень из обогащенного ^6Li (95%) толщиной $0,25$ мг/см² изготовлялась напылением на тонкую $\sim 0,02$ мг/см² цапоновую пленку в специальном вакуумном шлюзе. Энергетические спектры ионов ^8B измерены на установке МАСЭ под углом 2° в лабораторной системе. Измерения, выполненные под малыми углами с телесным углом $\sim 10^{-3}$ ср, позволили в несколько раз улучшить статистическую точность, полученную в [3].

В энергетическом спектре, измеренном при $E_{^6\text{Li}} = 85$ МэВ (см. рис.2а) в жесткой части спектра виден интенсивный пик, который соответствует заселению основного состояния ядра ^4H . Для калибровки и определения примесей в мишени ^7Li выполнены контрольные измерения спектров реакции ($^6\text{Li}, ^8\text{B}$) на мишенях ^{12}C толщиной $0,3$ мг/см² и SiO_2 ($0,7$ мг/см²). Калибровка спектров по известным уровням остаточных ядер ^{10}Be и ^{14}C позволила установить значение энергии распада ядра ^4H ($\epsilon = 2,3 \pm 0,3$ МэВ) и однозначно идентифицировать примесные пики от углерода и кислорода в мишени ^7Li , которые на рис.2а отмечены стрелками с обозначениями С и О. Как видно из рисунка, примеси от углерода и кислорода не маскируют пик, соответствующий основному состоянию ядра ^4H и позволяют надежно определить энергию данного максимума.

Полученное значение энергии распада системы ^4H полностью подтвердилось в измерениях при $E_{^6\text{Li}} = 93$ МэВ (см. рис.2б). Это говорит об устойчивости найденного значения массы квазистационарного ядра ^4H . Непрерывные распределения в спектрах ядер ^8B при $E_{^6\text{Li}} = 85$ и 93 МэВ хорошо описываются кривыми трехчастичного фазового пространства системы $^8\text{B} + t + n$, которые на рис 2а и 2б показаны сплошными линиями.

Таким образом, в результате изучения реакций $D(^6\text{He}, \alpha)$ и ${}^6\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^8\text{B})$ нами установлено новое значение дефекта массы ядра ${}^4\text{H}$, равное $25,3 \pm 0,3$ МэВ, и обнаружено его возбужденное состояние с энергией распада $\epsilon = 5,2 \pm 0,5$ МэВ предположительно конфигурации $(d + {}^2n)$ с квантовыми характеристиками 1^+ .

Работа поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований и Международного Научного фонда (N91000).

-
1. N.Jarmie, R.H.Stokes, G.G.Ohlsen et al., Phys. Rev. **161**, 1050(1967).
 2. J.A.Bisterlich, K.M.Crowe, A.S.L. Parsons et al., Phys. Rev. Lett. **25**, 950(1970).
 3. R.B.Weisenmiller, N.J.Jelley, D.A.Shery et al., Nucl. Phys. **A280**, 217(1977).
 4. T.C.Mayer, Nucl. Phys **A324**, 335(1979).
 5. T.W.Phillips, B.L.Berman, and J.D.Seagrave, Phys. Rev. **C22**, 384(1980).
 6. A.V.Belozyorov, C.Borcea, Z.Dlouhy et al., Nucl. Phys. **A460**, 352(1986).
 7. M.G.Gornov, Yu.B.Gurov, P.V.Morokhov et al., Nucl. Phys. **A531**, 613(1991).
 8. T.A.Tombrello, Phys. Rev. **143**, 772(1966).
 9. L.W.Morrou and W.Haeblerli, Nucl. Phys. **A126**, 225(1969).
 10. S.Fiarman and W.E.Meyerhof, Nucl. Phys. **A206**, 1(1973).
 11. В.В.Буранов, Н.И.Веников, А.М.Добьчин и др. Препринт ИАЭ-4816/2, М:1989.
 12. Д.В.Александров, Е.Ю.Никольский, Б.Г.Новацкий, Д.Н.Степанов, Письма в ЖЭТФ **59**, 301(1994).
 13. R.H.Stokes and P.G.Young, Phys. Rev. **C3**, 984 (1971).