

С 343 g

0-728

18/1x-20

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна



P15 - 5143

Г.М. Осетинский, Б. Сикора, Я. Тыкэ., Б. Фрыщин

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИИ ${}^7\text{Li} (d,n) {}^8\text{Be}$

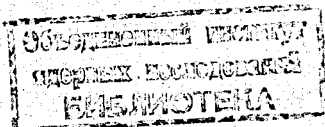
ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

1970

P15 - 5143

Г.М. Осетинский, Б. Сикора, Я. Тыкэ, Б. Фрыцин

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИИ ${}^7\text{Li} (d,n) {}^8\text{Be}$



8465/2
49

В в е д е н и е

Исследованию реакции ${}^7\text{Li}(d,n){}^8\text{Be}$ посвящено много работ. Однако опубликованные данные далеко неполны, что объясняется экспериментальными трудностями измерения нейтронных спектров и теоретической интерпретации полученных результатов. Так, например, если в работе/1/ измерено только одно угловое распределение нейтронов реакции ${}^7\text{Li}(d,n){}^8\text{Be}$ при энергии 1,98 Мэв в интервале углов $0 - 135^\circ$, то в работе/2/ приведена кривая возбуждения выхода всех нейтронов реакции ${}^7\text{Li} + d$ в интервале энергий $0,15 + 2,5$ Мэв. Естественно, что никаких заключений о механизме реакций на основании этих данных сделать нельзя. Неясен и вопрос о существовании энергетических уровней ядра ${}^8\text{Be}$ в области энергий возбуждения от 3 до 11 Мэв, хотя имеется значительное число экспериментальных работ (например, /1,3-10/). Данные этих работ настолько противоречивы, что не включены в обзорные таблицы по уровням ядер/11,12/. Настоящая работа посвящена дальнейшему исследованию реакции ${}^7\text{Li}(d,n){}^8\text{Be}$ с целью определения механизма реакции, измерения дифференциальных и полных сечений, а также получения сведений об уровнях ядер ${}^8\text{Be}$ и ${}^9\text{Be}$.

Техника эксперимента

Измерения проводились на пучке дейтронов электростатического генератора ОИЯИ. Схема опыта представлена на рис. 1. Как видно из рисунка, ионы дейтерия, пройдя ряд коллиматоров, попадали на мишень.

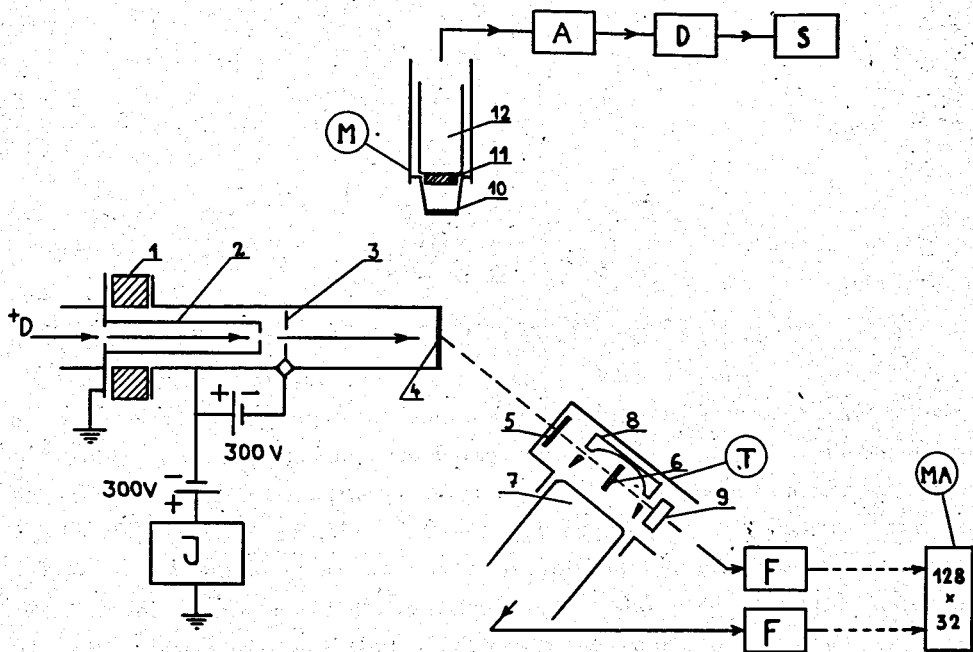


Рис. 1. Схема опыта. 2 - тефлоновый изолятор; 2 - коллиматор с диафрагмами; 3 - экран; 4 - мишень; Т - нейтронный спектрометр; 5 - полиэтиленовый радиатор 10 мг/см²; 6 - тонкий кристалл CsJ[Tl]; 7 - фотоумножитель EMI-9067; 8 - висмутовый отражатель; 9 - кремниевый детектор; М - монитор быстрых нейтронов, 10 - полиэтиленовый радиатор 40 мг/см²; 11 - кристалл CsJ[Tl]; 12 - фотоумножитель EMI-9067. А - усилитель; D - амплитудный дискриминатор; S - пересчётная схема; F - блоки формирования импульсов; МА - амплитудный анализатор АИ-4096; J - интегратор тока.

В качестве мишени использовался натуральный литий, нанесенный тонким слоем на латунную подложку. Нанесение лития осуществлялось методом электролиза из раствора хлористого лития в пиридине. Толщина осажденного слоя определялась расчётным путем. В работе использовались мишени толщиной $\approx 0,3 \text{ мг/см}^2$. Схема камеры мишени показана на рис. 1. Для измерения тока пучка камера изолировалась от основного ионопровода и присоединялась к интегратору тока. Для исключения ошибок в измерении тока заземленные коллиматоры устанавливались в камере таким образом, чтобы пучок не попадал на стенки мишени. Для этих же целей изолированная часть камеры находилась под потенциалом -300 в , что исключало попадание на ее стенки электронов, выбиваемых пучком из коллиматора. Для исключения ошибок в измерении тока из-за ухода на коллиматор электронов, выбиваемых пучком из мишени, между коллиматором и мишенью устанавливался экран, на который также подавалось задерживающее напряжение -300 в . Для исключения перегрева мишени (при токе пучка $7 + 12 \text{ мкА}$) она охлаждалась проточной водой. Система охлаждения изолировалась от земли. Шкала напряжения электростатического генератора калибровалась по резонансам в сечении реакции $F(p, \gamma)$ и порогу реакции ${}^7\text{Li}(p, n)$. Точность калибровки шкалы 1%. Спектры нейтронов измерялись с помощью телескопического спектрометра быстрых нейтронов, действие которого основано на регистрации протонов отдачи. Телескоп (рис. 1) состоял из полиэтиленового радиатора толщиной 10 мг/см^2 , "тонкого" счётчика "ΔE" и толстого счётчика "E". В качестве счётчика "ΔE" использовался помещенный в висмутовый отражатель кристалл CsJ(Tl) толщиной 70 мк . Вместе с фотоумножителем EM1-6097 разрешение этого счётчика составляло 25% для протонов с энергией 14 МэВ . В качестве счётчика "E" использовался поверхностно-барьерный кремниевый детектор с дрейфом лития. Толщина его рабочего слоя $\approx 1,8 \text{ мм}$, площадь $1,3 \text{ см}^2$ и разрешение 150 кэВ . Для устранения фона заряженных частиц, возникающих в материале детектора вследствие реакции с нейтронами, использовался двухмерный анализ. С этой целью импульсы от счётчиков "ΔE" и "E" подавались на входы анализатора AI-4096 , работающего в режиме двухмерного 32×128 амплитудно-амплитудного анализа. На получающихся двухмерных спектрах легко различить области, соответствующие протонам отдачи от областей

фоновых явлений. Первая из них имеет форму размытой гиперболы, так как произведение потери энергии, измеряемой счётчиком "ΔE", и энергии, измеряемой счётчиком "E", для данного сорта частиц (протонов) почти постоянное.

Одномерные спектры протонов отдачи получались из двухмерных путем соответствующего суммирования по каналам "ΔE", лежащим в пределах протонной гиперболы.

Основные параметры телескопа следующие:

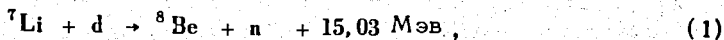
энергетическое разрешение для нейтронов с энергией 14 Мэв - 5 + 6%,
угловое разрешение - $6^{\circ} + 10^{\circ}$ в зависимости от угла. Эффективность регистрации 14-Мэвных нейтронов $\approx 10-5$. Эффективность и ее энергетическая зависимость рассчитывались по методу и таблицам, приведенным в/13/.

Нейтронный телескоп был установлен на кронштейне, позволяющем вращать его в пределах углов от 0 до 160° . На другом кронштейне под углом 90° устанавливался монитор быстрых нейтронов, состоящий из полиэтиленового радиатора, кристалла Cs J[Tl] толщиной 2 мм и фотоумножителя ЕМ1-6097. Импульсы от монитора после усиления поступали на амплитудный дискриминатор, а затем на пересчётную схему. При измерениях кривой возбуждения монитор позволял контролировать постоянство нейтронов из мишени. При измерениях угловых распределений данные монитора использовались для нормировки измерений под различными углами.

В ходе измерений был испытан метод двойного радиатора, позволяющий повысить вдвое эффективность нейтронного телескопа без изменения его остальных параметров.

Спектры нейтронов из реакции ${}^7\text{Li} + d$

При бомбардировке ${}^7\text{Li}$ дейтонами возможны следующие реакции с вылетом нейтронов



$$\rightarrow \alpha + \alpha + n + 15,12 \text{ МэВ} , \quad (2)$$

$$\rightarrow \alpha + \begin{matrix} {}^5\text{He} \\ \downarrow \\ \alpha + n \end{matrix} + 0,96 \text{ МэВ} . \quad (3)$$

Канал (1) дает дискретный нейтронный спектр, пики которого соответствуют различным возбужденным уровням конечного ядра ${}^8\text{Be}$. Спектр нейтронов, соответствующий каналу (2), — сплошной, простирающийся на 80 кэВ за пиком n_0 канала 1. Канал (3) дает нейтроны с энергией меньше 5 МэВ. Исключение составляет случай, когда ${}^5\text{He}$ образуется в возбужденном состоянии. На рис. 2 даны четыре типичных спектра, полученные при различных энергиях падающих дейтронов. На спектрах хорошо видны оба пика: пик n_0 , соответствующий образованию ${}^8\text{Be}$ в основном состоянии, и пик n_1 , соответствующий первому возбужденному состоянию 2,9 МэВ ${}^8\text{Be}$.

Сплошной участок энергетического спектра представляет собой наложение энергетических спектров канала (2) и (3), "хвостов" пика n_1 и пика, соответствующего возбуждению ${}^8\text{Be}$, с энергией 11,4 МэВ (на рисунке не показан), вклад которого очевиден, поскольку полуширина этого уровня ≈ 6 МэВ.

Известно, что в схеме энергетических уровней ${}^8\text{Be}$ с возбуждением до 12 МэВ точно установлено существование только 2-х возбужденных состояний/12/. Однако, как видно на рис. 2, при энергии возбуждения $4,5 \pm 0,3$ МэВ наблюдается не очень хорошо разрешаемый пик, накладывающийся на пик n_1 . Интенсивность этого пика, по грубой оценке, составляет $\approx 5\%$ от интенсивности пика n_0 . Эта оценка проведена на основании экстраполяции отдельных участков спектра, как это показано пунктиром на рис. 2а. Пик n_1 — аппроксимирован гауссианом, непрерывный спектр — разумной экстраполяцией к его высокоэнергетическому концу. Поскольку такого рода аномалии на энергетическом спектре наблюдались и в других работах/1,3,4,5,6/, мы склонны приписать этому пику уровень ${}^8\text{Be}$ с энергией возбуждения $4,5 \pm 0,3$ МэВ. Наши результаты не подтверждают существования каких-либо уровней в интервале энергий

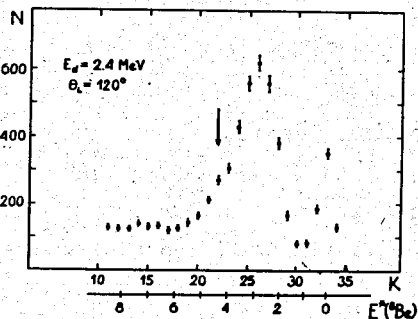
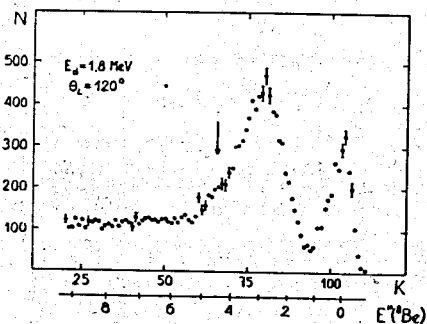
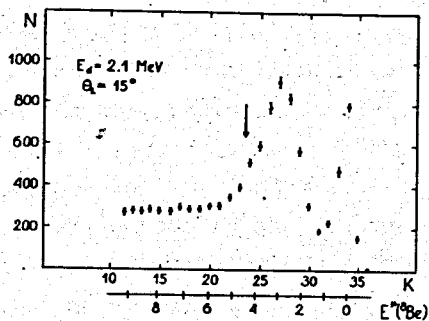
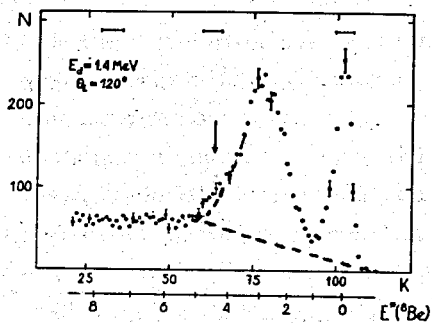


Рис. 2. Нейтронные спектры из реакции ${}^7\text{Li} + d$. На оси абсцисс отложены номера каналов амплитудного анализатора, на оси ординат - число отсчетов, приведенное к постоянной эффективности спектрометра. Ниже шкалы абсцисс приведены шкалы энергии возбуждения ядра ${}^8\text{Be}$ (в Мэв), соответствующих данным номерам каналов. Вертикальные стрелки указывают на пики, соответствующие энергетическому уровню 4,5 Мэв в ${}^8\text{Be}$. Горизонтальные "усы" на первом спектре представляют аппаратные полуширины спектрометра.

возбуждения от 5 до 9 Мэв, так как в этом интервале в спектрах не наблюдаются пики (с полушириной, близкой полуширине аппаратурной), для которых интенсивность превышала бы 3% интенсивности пиков n_0 .

Дифференциальные сечения

Нами измерена кривая возбуждения реакции ${}^7\text{Li}(d,n){}^8\text{Be}$ в интервале энергий падающих дейтронов - 1,1 + 4 Мэв под углом 120° в лабораторной системе координат.

Выход реакции под углом θ определялся на основании измерения площади пика соответствующего канала реакции. Абсолютные значения дифференциальных сечений определялись на основании нормировки кривой относительного хода по данным Джонсона и Трейла/1/. Ошибка нормировки 10%. Данные измерений для n_0 представлены на рис. 3. Как видно из рисунка, в интервале указанных энергий кривая имеет резонансный характер. Наблюдаются резонансы 1,8; 2,45 и 2,9 Мэв, которые соответствуют известным возбужденным состояниям ${}^9\text{Be}$ - 18,1; 18,8; 18,94 Мэв/11/.

Представленные на графике ошибки измерений для n_0 - составляют 5,5% (без учёта ошибки нормировки составляющей $\approx 10\%$). Она складывается из ошибки определения выхода нейтронов реакции (5%) и ошибки измерения тока пучка и непостоянства числа атомов мишени (1,5%). Ошибки в определении средней энергии дейтронов в мишени составляют 1,5%. На этом же рисунке приведена кривая возбуждения ${}^7\text{Li}(d,n){}^8\text{Be}^*$.

Большие ошибки n_1 ($\approx 10\%$) связаны с неопределенностью выделения этого пика. Неопределенность масштаба шкалы ординат оценивается $\approx 30\%$.

Интересно отметить, что в работе/2/ измерялся выход всех нейтронов реакции ${}^7\text{Li} + d$ под углом 120° . Авторы наблюдали резонансы при энергиях дейтронов 0,75 и 1,01 Мэв. Начиная с энергии 1,3 Мэв их кривая имеет монотонный характер и никаких резонансов нет.

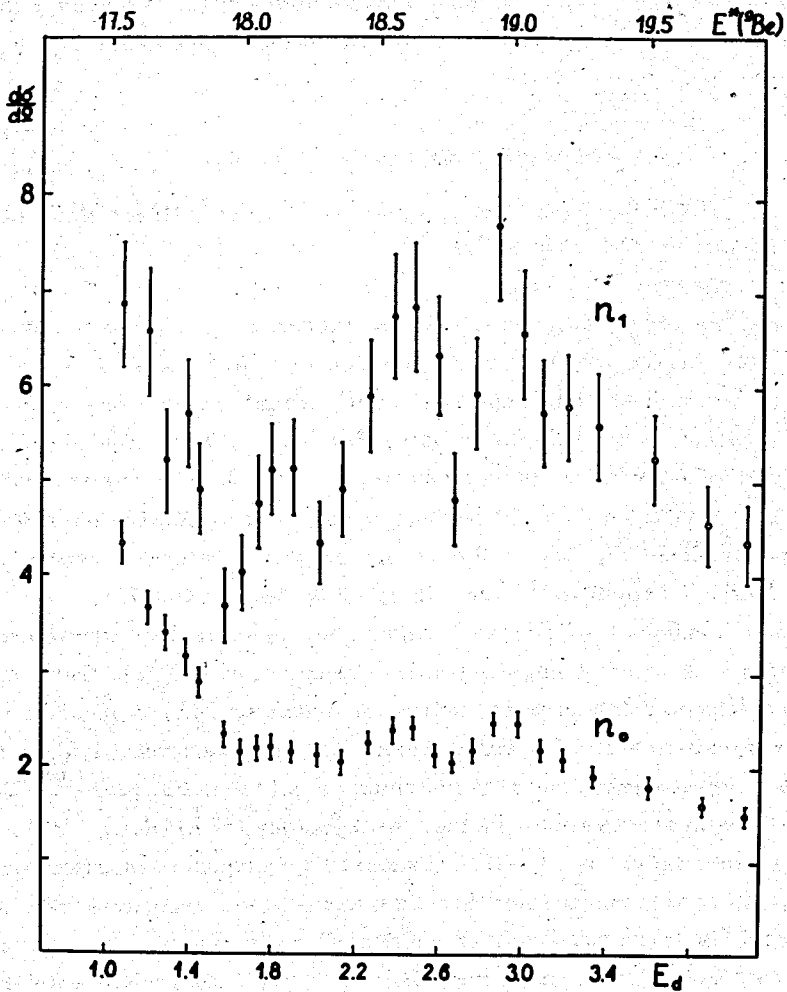


Рис. 3. Дифференциальные сечения реакции ${}^7\text{Li}(d, n_0){}^9\text{Be}$ и ${}^7\text{Li}(d, n_1){}^8\text{Be}^*$ в лабораторной системе координат. На оси абсцисс внизу - шкала энергии дейтонов в Мэв, наверху - шкала, соответствующая энергии возбуждения составного ядра ${}^9\text{Be}$. На оси ординат - дифференциальные сечения в мбарн/стерад. Неопределенность масштаба шкалы ординат составляет 10 и 30% для n_0 и n_1 соответственно.

Угловые распределения

Нами были измерены угловые распределения нейтронов n_0 , соответствующих образованию ^8Be в основном состоянии при энергиях падающих дейтонов 1,62; 1,81; 2,14; 2,48; 2,76; 2,97 Мэв в пределах углов от 4 до 160° в лабораторной системе координат (см. рис. 4). Как видно из рис. 4, угловые распределения имеют вид, характерный для реакций, идущих с образованием составного ядра.

Все угловые распределения представлялись в виде разложения по полиномам Лежандра:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{k^2} \sum_{L=0}^L V_L P_L(\cos \theta),$$

где k – волновое число, V_L – коэффициенты разложения. Мы ограничились разложением с $L = 4$, поскольку для $L > 4$, V_L становятся малыми. В полученные коэффициенты разложения поправки на конечную геометрию введены по методу, изложенному в работе/14/.

На рис. 5 дана энергетическая зависимость коэффициентов V_L . Коэффициенты V_L связаны определенным образом с элементами S -матрицы $(l' a' s' | S | l a s) / 15$, в которых, в свою очередь, содержится информация о специфических особенностях процесса. К сожалению, для случая нашей реакции спин входного канала принимает три значения ($1/2^-$, $3/2^-$, $5/2^-$) и соответствующие формулы для коэффициентов V_L содержат большое число неизвестных параметров. Кроме того, картина осложняется необходимостью учёта интерференции по крайней мере четырех резонансов. В итоге не удается сделать однозначный выбор матричных элементов и даже найти характеристики возбужденных состояний промежуточного ядра ^9Be (спин, чётность). Полученные нами значения коэффициентов V_L позволяют лишь отметить, что участвующие в процессе уровни составного ядра имеют неодинаковые чётности (присутствие нечётных полиномов Лежандра) и что их спины, вероятно, не меньше $5/2$. Ошибки измерения угловых распределений нейтронов n_0 такие же, как в случае измерений кривых возбуждения. Для группы нейтронов n_1 были измерены угловые распределения при пяти значениях энергии падающих дейтонов (рис.6).

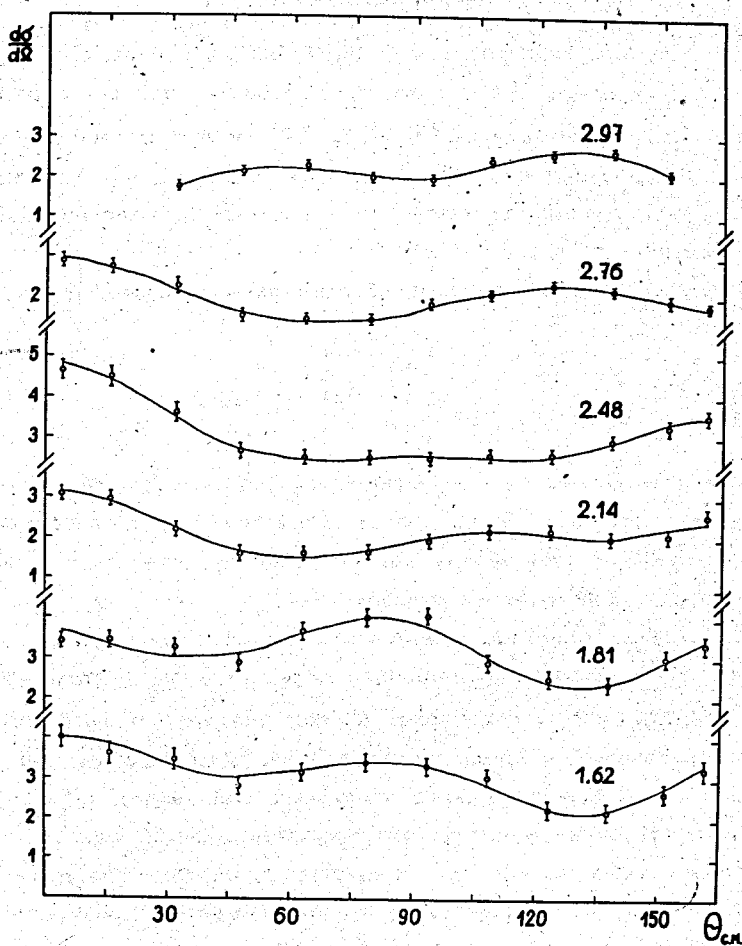


Рис. 4. Угловые распределения для реакции ${}^7\text{Li}(d,n){}^8\text{Be}$ в системе центра масс. На оси ординат – дифференциальное сечение в мбарн/стерад. Неопределенность масштаба шкалы ординат 10%. На графиках указаны соответствующие энергии падающих дейтронов в Мэв.

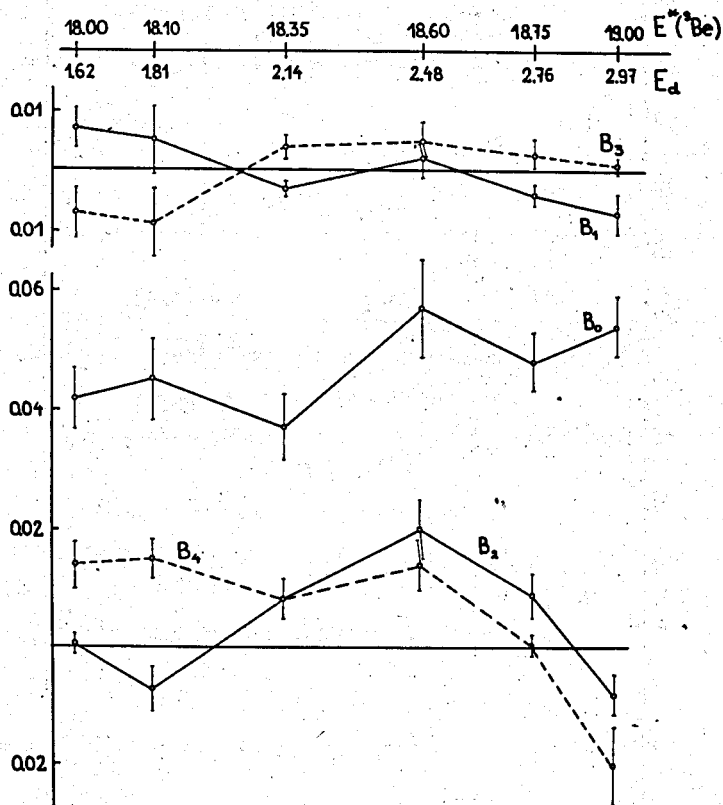


Рис. 5. Коэффициенты разложения угловых распределений реакции ${}^7\text{Li}(d, n){}^6\text{Be}$ по полиномам Лежандра. Шкала E_d - энергии падающих дейтронов в Мэв. Вторая шкала (над энергетической) представляет соответствующие энергии возбуждения составного ядра.

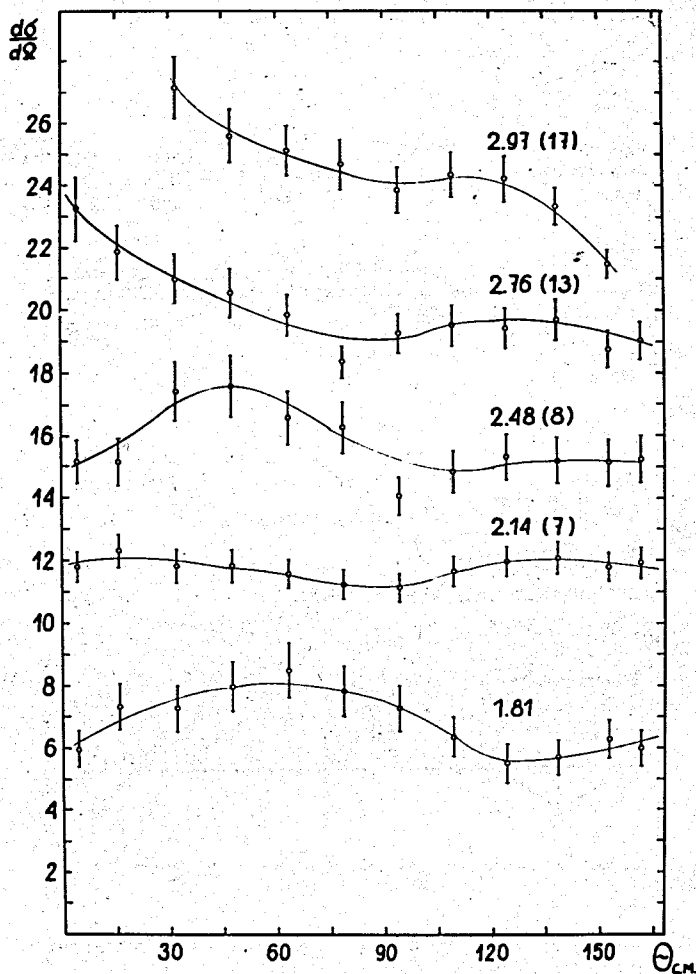


Рис. 6. Угловые распределения для реакции ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}^*$ в системе центра масс. На оси ординат - дифференциальное сечение в мбарн-стерад. Неопределенность масштаба шкалы ординат - 30%. На графиках указаны соответствующие им энергии падающих дейтронов. Числа в скобках показывают, на сколько мбарн/стерад. сдвинуты (для наглядности) кривые по оси ординат относительно нуля.

Большие экспериментальные ошибки, связанные с неопределенностью выделения пика n_1 , позволяют рассматривать эти результаты как качественные. Полные сечения рассчитывались по формуле

$$\sigma_T = \frac{4\pi}{k^2} V_0$$

Данные по полным сечениям приведены в таблице:

E_a МэВ	1,62	1,81	2,14	2,48	2,76	2,97
σ_T мбарн	54,6	53,6	35,7	48,7	37,5	39,2
$\pm \Delta \sigma_T$ мбарн	6,6	8,3	5,2	7,7	4,0	3,9

Как указывалось в начале параграфа, измерения угловых распределений начинались с угла 40° . Значение этого минимального угла, соответствующего установке спектрометра под углом 0° , получено расчётным путем с использованием методики, описанной в работе/14/.

Приведем краткое изложение расчёта. Если мы обозначим:

$\Omega(0, \theta)$ – относительный телесный угол для регистрации с помощью спектрометра, установленного под углом 0° нейтронов, вылетающих в интервале углов $\theta, \theta+d\theta$, удовлетворяющий условию нормировки:

$$\int \Omega(0, \theta) d\theta = 1,$$

тогда

$$\sigma_{\text{экс.}}(\theta) = \int \sigma(\theta) \Omega(0, \theta) d\theta, \quad (1)$$

где $\sigma(0)$ – дифференциальное сечение, измеренное при установке спектрометра под углом 0° ; $\sigma(\theta)$ – истинное дифференциальное сечение под углом θ . Для случая реакций, идущих с образованием составного ядра, справедливо

$$\sigma'(\theta) = \frac{d\sigma}{d\theta} \Big|_{\theta=0} \approx 0$$

и, следовательно,

$$\sigma(\theta) = \sigma(0) + \frac{1}{2} \sigma''(0) \theta^2 + \dots \quad (2)$$

После подстановки (2) в (1) и пренебрежения членами выше второй степени по θ получаем

$$\sigma_{\text{эксп.}}(0) = \sigma(0) + \frac{\sigma''(0)}{2} \int \Omega(0, \theta) \theta^2 d\theta \quad (3)$$

Функция $\Omega(0, \theta)$ для нашей геометрии приведена в/14/. Рассчитанный с ее помощью интеграл в правой части (3) равен $5 \cdot 10^{-3}$, откуда

$$\sigma_{\text{эксп.}}(0) = \sigma(0, 07) = \sigma(4^\circ),$$

т.е. эффективный угол реакции равен 4° .

З а к л ю ч е н и е

Проведенные измерения позволили установить, что в исследуемой области энергии падающих дейтонов реакция ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}$ идет путем механизма составного ядра. Об этом свидетельствует резонансная структура кривой возбуждения, сильная зависимость угловых распределений от энергии и простая структура этих распределений.

Измерения нейтронных спектров указывают на возможное существование энергетического уровня ядра ${}^8\text{Be}$ с возбуждением $4,5 \pm 0,3$ Мэв. Интенсивность пика, соответствующая этому уровню, составляет $\approx 5\%$ интенсивности пика n_0 . По-видимому, этим можно объяснить тот факт, что в ряде работ, выполненных с малой статистикой или плохим разрешением, этот уровень был незамечен.

Авторы благодарны проф. З. Вильгельми за постоянный интерес к работе и полезные обсуждения, И.А. Черученко за обеспечение работы электростатического генератора и И. Тыкэ за помощь в обработке результатов измерений.

Л и т е р а т у р а

1. C.M. Johnson, C.C. Trail. *Phys.Rev.*, 133, B1183 (1964).
2. L.M. Baggett, S.J. Bame. *Phys.Rev.*, 85, 434 (1952).
3. J. Catala, R. Font, F. Senet, J. Aguilar, M. dela Cuadra. *Nuovo Cimento Suppl.*, 9, 377 (1958).

4. Milone Potenza, *Congres International de Physique Nucleaire*.
5. S. Cavallaro, R. Potenza, A. Rubbino. *Nucl. Phys.*, 36, 597 (1962).
6. C. Milone, R. Potenza. *Nucl. Phys.*, 84, 25 (1966).
7. K.M. Purser, B.M. Wildenthal. *Nucl. Phys.*, 44, 22 (1963).
8. P.D. Miller, J.L. Duggan, M.M. Duncan. *Nucl. Phys.*, 54, 155 (1964).
9. B.S. Madsen, M. Vedelsky. *Nucl. Phys.*, 55, 477 (1964).
10. C.D. Moak, L.R. Wissenmann. *Phys.Rev.*, 101, 1326 (1956).
11. F. Ajzenberg-Selove, T. Lauritsen. *Nucl. Phys.*, 11, 1 (1959).
12. T. Lauritsen, F. Ajzenberg-Selove. *Nucl. Phys.*, 18, 1 (1966).
13. *Fast Neutron Physics*, vol. 1, Interscience Publishers, Inc. New York, 1960.
14. Я. Тыкэ, Б. Фрышин, Б. Сикора. Препринт ОИЯИ 6-4639, Дубна, 1968.
15. J.M. Blatt, L.C. Biedenharn. *Rev. Mod. Phys.*, 24, 258 (M52).

Рукопись поступила в издательский отдел

28 мая 1970 года.