

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

2560/82

31/v  
P3-82-111

В.П.Алфименков, С.Б.Борзаков, Во Ван Тхуан,  
Л.Б.Пикельнер, Э.И.Шарапов

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ  
ПРОМЕЖУТОЧНЫХ И БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ  
С ЯДРОМ  ${}^6\text{Li}$

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1982

1. Перспектива использования лития-6 в будущих термоядерных энергетических реакторах-размножителях требует повышения точности нейтронных сечений и более глубокого понимания механизма взаимодействия нейтронов с литием-6.

При энергии до  $\sim 3$  МэВ здесь существенны два процесса: упругое рассеяние  ${}^6\text{Li}(n,n){}^6\text{Li}$  и реакция  ${}^6\text{Li}(n,t){}^4\text{He}$ . Слабым радиационным захватом в большинстве случаев можно пренебречь. Ядро  ${}^6\text{Li}$  имеет положительную четность, поэтому медленные  $s$ -волновые нейтроны могут возбуждать в литии-7 уровни положительной четности. Однако энергетическая зависимость нейтронных сечений лития-6 не проявляет явной резонансной структуры за исключением хорошо известного  $p$ -резонанса при энергии 250 кэВ. Он соответствует уровню отрицательной четности  $J^\pi = 5/2^-$  с энергией 7,46 МэВ в схеме, приводимой на рис. 1<sup>/1/</sup>.

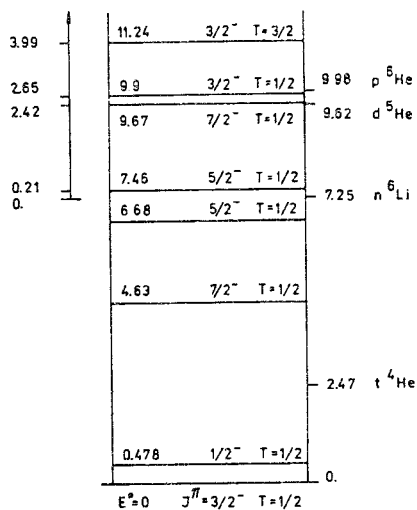


Рис. 1. Схема уровней ядра  ${}^7\text{Li}$  согласно работе<sup>/1/</sup>. Справа — энергии порогов соответствующих каналов реакций, слева — шкала кинетической энергии в системе центра масс с отсчетом от нейтронного порога.

Нейтронные сечения лития-6 активно изучались. Работами последнего времени<sup>/2,3,4/</sup> заметно пополнена информация по нейтронным данным лития-6, содержащаяся в обзорах<sup>/5,6/</sup>. Однако рассеяние нейтронов литием-6 осталось изученным слабо. Известны лишь результаты давних измерений дифференциальных сечений рассеяния в работах<sup>/7/</sup> и<sup>/8/</sup>, которые, как уже было отмечено в<sup>/6/</sup>, не согласуются друг с другом при энергии ниже 100 кэВ.

В настоящей работе измерено полное сечение рассеяния в интервале энергий 0,6-80 кэВ с точностью 3%. Результаты проанализированы совместно с данными по полному сечению<sup>/9/</sup> и сечению реакции<sup>/4/</sup> для уточнения сведений о возбужденных уровнях ядра  ${}^7\text{Li}$ , в частности, об уровнях положительной четности, отсутствующих на схеме рис. 1.

2. Измерения выполнены по методу времени пролета на импульсном реакторе ИБР-30 при его работе как в реакторном, так и в бустерном режимах. Режимы различаются длительностью нейтронной вспышки и соответственно энергетическим разрешением нейтронного спектрометра. Использовалась пролетная база 500 м, на которой располагался сцинтилляционный детектор большого объема<sup>10/</sup>. Метод измерений был относительным: сечение определялось относительно сечения рассеяния нейтронов литием-7, известного из работы<sup>10/</sup>. Исследуемый и калибровочный образцы устанавливались в вакуумированном канале детектора поочередно. Пучок нейтронов имел диаметр 150 мм при диаметре образцов 180 мм. Образцы были упакованы в одинаковые контейнеры с лавсановыми стенками толщиной 15 мкм. Механическая обработка и упаковка образцов осуществлялись в боксе с гелиевой атмосферой. Их характеристики даны в табл.1.

Таблица 1

Образец	Обогащение	Вес, г	$n_6, 10^{22}$ яд/см <sup>2</sup>	$n_7, 10^{22}$ яд/см <sup>2</sup>
Li-6	90,9	51,05	1,627	0,165
Li-7	96,3	45,95	0,047	1,353

Согласно паспорту Госфонда стабильных изотопов СССР суммарное количество примесных элементов /в основном кальция и кремния/ не превышало 0,1% в образце лития-6. Образец лития-7 был приготовлен из химически чистого лития, использованного в<sup>10/</sup>.

Пример аппаратурных спектров нейтронов, рассеянных различными образцами, показан на рис.2. Ширина канала временного анализатора равнялась 4 мкс, длительность нейтронных вспышек - 4,5 мкс, их частота -  $10^2$  с<sup>-1</sup>. Время измерений составляло 10 ч для каждого спектра. В нейтронном пучке постоянно находился борный фильтр для подавления рециркуляционных нейтронов. На спектре видны начальная гамма-вспышка ускорителя, резонансы лития-6 и лития-7 при энергии  $\approx 250$  кэВ и ряд провалов из-за наличия в пучке конструкционных материалов.

Согласно расчету фон в измерениях с образцами <sup>6</sup>Li должен быть на 5%±25%/при  $E=15-80$  кэВ/выше фонового спектра, полученного с пустым контейнером. Это связано с наличием в пучке запаздывающих нейтронов деления и быстрых нейтронов во время плавного спада реактивности бустера. Однако для принятого метода относительных измерений с эквивалентными по рассеянию образцами существенно только абсолютное различие фонов, которое в данном эксперименте не превышало 3%/оценка получена из измерений с резонансными фильтрами/. Поэтому измерение с пустым контейнером использовалось при обработке в качестве фонового.

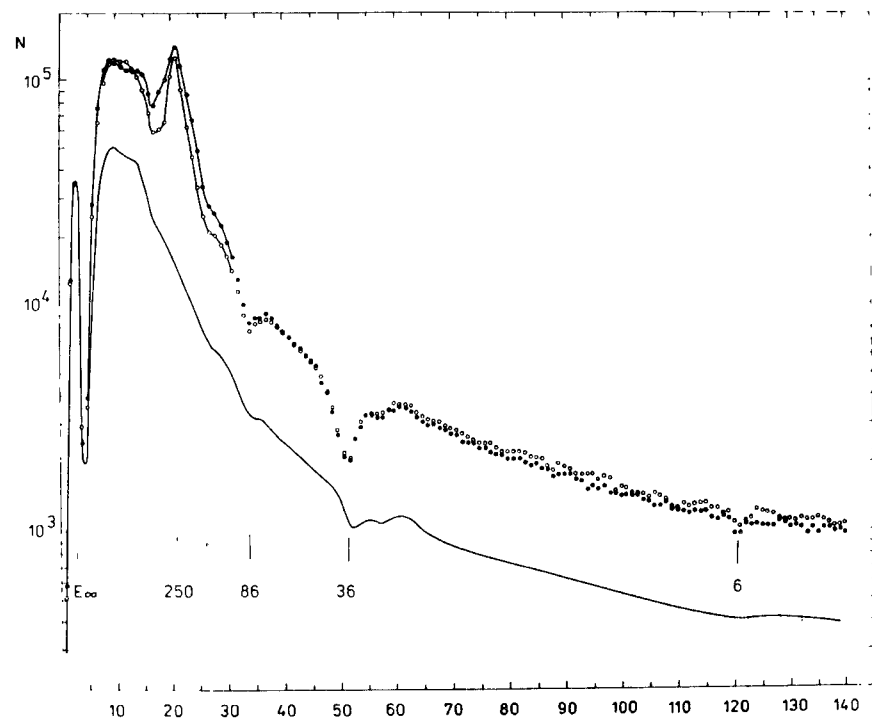


Рис.2. Аппаратурные спектры нейтронов, измеренные по времени пролета: открытые точки - образец литий-7, сплошные точки - литий-6, нижняя кривая - пустой контейнер. По оси абсцисс - номер канала анализатора, по оси ординат - число отсчетов на канал /в логарифмической шкале/. Цифрами указана энергия нейтронов в кэВ.

Отношение сечений исследуемого,  $\sigma(^6\text{Li})$ , и эталонного,  $\sigma(^7\text{Li})$ , образцов получали по формуле

$$\frac{\sigma(^6\text{Li})}{\sigma(^7\text{Li})} = \frac{N(^6\text{Li})}{N(^7\text{Li})} \frac{n_7(^7\text{Li})}{n_6(^6\text{Li})} \frac{\{1 - [n_7(^6\text{Li})/n_7(^7\text{Li})][N(^7\text{Li})/N(^6\text{Li})]\} \cdot K}{\{1 - [n_6(^7\text{Li})/n_6(^6\text{Li})][N(^6\text{Li})/N(^7\text{Li})]\}}$$

где  $n$  соответствуют величинам, приведенным в табл.1;  $N(^6\text{Li})$  и  $N(^7\text{Li})$  - числа отсчетов анализатора для соответствующих образцов /после вычитания фонов/ и  $K = 1/[(1-\Pi_1)(1-\Pi_2)]$  - поправочный фактор на поглощение первичного пучка ( $\Pi_1$ ) и на поглощение нейтронов образцом после рассеяния ( $\Pi_2$ ). Поправка  $\Pi_2$  более существенна, чем  $\Pi_1$ , ввиду большого диаметра образца. О масштабе поправок и их зависимости от энергии нейтронов  $E_n$  можно судить по табл.2, составленной на основании расчета по формулам /П1/ и /П2/ /см. приложение/. Здесь же содержится верхняя

оценка поправок  $\Pi_{\phi}$  из-за различия фонов. Она не вносилась в результат, но была учтена в величине погрешности сечения.

Таблица 2

$E_n$ , кэВ	$\Pi_1$ , %	$\Pi_2$ , %	$\Pi_{\phi}$ , %
0,7	4,6	11	1,0
2,0	3,0	7	1,0
6,0	1,5	4	1,0
20	0,9	2	2,0
60	0,5	1,3	3,0

Таблица 3

$E_n$ , кэВ	$\Delta E_n$ , кэВ	$\sigma_n$ , б	$\Delta \sigma_n$ , б	$E_n$ , кэВ	$\Delta E_n$ , кэВ	$\sigma_n$ , б	$\Delta \sigma_n$ , б
0,69	0,06	0,73	0,03	13,1	1,4	0,71	0,02
0,79	0,05	0,74	0,03	16,0	1,5	0,70	0,02
0,93	0,08	0,73	0,03	19,0	1,5	0,73	0,02
1,0	0,1	0,72	0,03	22,3	1,5	0,72	0,02
1,3	0,2	0,70	0,02	26,5	2,0	0,74	0,02
1,8	0,3	0,71	0,02	32,0	3,0	0,73	0,02
2,5	0,4	0,69	0,02	38,5	3,5	0,73	0,02
3,4	0,4	0,71	0,02	45,0	3,0	0,74	0,02
4,6	0,7	0,71	0,02	52,0	4,0	0,75	0,02
6,2	0,9	0,70	0,02	59,5	3,5	0,75	0,02
8,2	1,0	0,73	0,02	66,5	3,5	0,78	0,03
10,5	1,2	0,70	0,02	80,0	10,0	0,84	0,04

Поскольку геометрия и характеристики детектора, а также сечение поглощения нейтронов литием-6 известны, неопределенность расчетных поправок внесла малую дополнительную погрешность:  $\approx 1\%$  при энергии  $\approx 1$  кэВ, где поправка максимальна. Результаты измерений сечения рассеяния нейтронов литием-6 представлены в табл.3. В качестве ошибки указана систематическая неопределенность, связанная в основном с погрешностью сечения использованного образца-стандарта лития-7. Статистическая ошибка измерений не превосходила 1%. Выбор лития-7 в качестве стандарта был обусловлен поразительной схожестью сечений  $\sigma(^7\text{Li})$  и  $\sigma(^6\text{Li})$ , что существенно упростило учет фона при обработке результатов измерений.

3. Сечение рассеяния, как следует из табл.3, постоянно от энергии нейтронов ниже 10 кэВ. Поэтому можно использовать найденное значение

$$\sigma_n(^6\text{Li}) = 0,72 \pm 0,02 \text{ б}$$

/2/

совместно с данными о длинах рассеяния для уточнения зависящих от спина длин ( $n^6\text{Li}$ )-рассеяния. Ввиду сильного поглощения нейтронов литием-6 в обоих спиновых каналах длины рассеяния  $a^+(J=3/2)$  и  $a^-(J=1/2)$  комплексны. Соответствующая процедура определения длин рассеяния известна. Ее результат представлен на рис.3. Здесь использованы поляризационные данные для разности длин  $(b_{3/2}^+ - b_{1/2}^-)^{3/8}$ , пересчитанные для свободного ядра, и когерентная длина  $a_{\text{ког}}^{11/*}$ . Мнимая часть длин рассеяния определялась по сечениям поглощения  $\sigma_{3/2}^+$  и  $\sigma_{1/2}^-$  из работы /3/ согласно оптической теореме. Такой расчет дал следующий набор длин ( $n^6\text{Li}$ )-рассеяния:

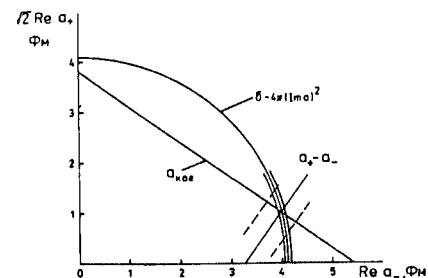
$$a_{1/2}^- = /4,00 \pm 0,06/ - i/0,53 \pm 0,02/ \text{ Фм},$$

/3/

$$a_{3/2}^+ = /0,65 \pm 0,03/ - i/0,07 \pm 0,01/ \text{ Фм}.$$

Результаты /2/ и /3/ согласуются с ранее полученными в /7/, но имеют меньшую погрешность. Существующие данные по угловым распределениям рассеяния нейтронов слева /7/ и справа /8/ от резонанса 250 кэВ позволяют оценить величину длины рассеяния  $a_{3/2}^+$  в этой области энергий. Р-волновой резонанс 250 кэВ имеет полный момент  $J = \ell + j = 5/2$  и интерферирует в дифференциальных сечениях с компонентой потенциального рассеяния в s-волне со значением спина канала  $j=3/2$ . По формуле /ПЗ/ Приложения нами были получены значения  $a_{3/2}^+ / E_n \approx 100 \text{ кэВ} = /0,93 \pm 0,30/ \text{ Фм}$  и  $a_{3/2}^+ / E_n \approx 600 \text{ кэВ} = /1,0 \pm 0,1/ \text{ Фм}$ , мало отличающиеся от /3/. Полное сечение  $\sigma_n(E)$  также слабо зависит /см. ниже/ от энергии. Таким образом, можно сделать вывод о том, что

Рис.3. Определение длин  $n^6\text{Li}$ -рассеяния графическим методом. Обозначения на осях соответствуют реальным частям длин рассеяния для свободного ядра. Используются данные:  $a_{\text{ког}}^{11/*}$ ,  $(b_{3/2}^+ - b_{1/2}^-)^{3/8}$ ,  $\sigma_n$  /настоящая работа/.



\* Работа /11/ содержит результат для свободного ядра без указания ошибки. В последующем анализе принято, как обычно, что погрешность  $a_{\text{ког}}$  меньше, чем у  $\sigma_n$ .

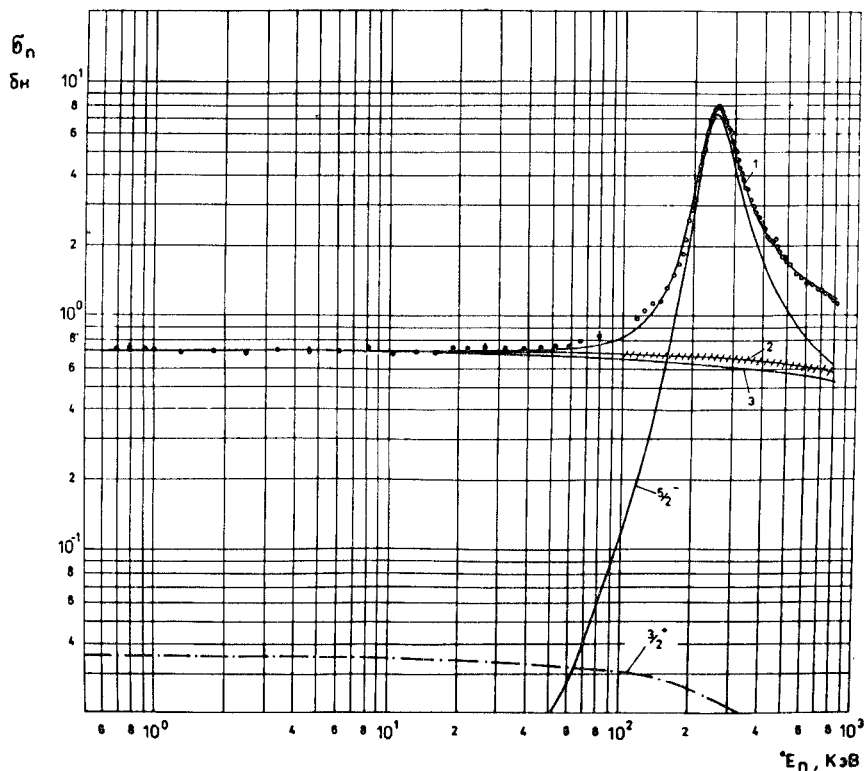


Рис.4. Сечение рассеяния  $\sigma_n(E)$  в зависимости от энергии нейтронов в лабораторной системе. Сплошные точки до 80 кэВ - данная работа, открытые точки - из работ<sup>4/</sup> и<sup>9/</sup>. Различные кривые описаны в тексте.

сильная спиновая зависимость длин ( $n, {}^6\text{Li}$ )-рассеяния сохраняется до энергий нейтронов  $\approx 1$  МэВ.

4. Большое сечение поглощения тепловых нейтронов литием-6 часто объясняют /см., например, работы<sup>2,6,7/</sup> / влиянием отрицательного по отношению к нейтронному порогу уровня с энергией возбуждения  $E^* \approx 6,6$  МэВ и спином  $J^\pi = 1/2^-$ . Такого уровня нет на схеме рис.1, т.к. в других реакциях, и в частности в обратной,  ${}^4\text{He}(\overline{T}, n){}^6\text{Li}$ <sup>13/</sup>, он не был обнаружен. Дополнительную информацию по этому вопросу возможно получить из энергетического хода сечений s-волнового взаимодействия нейтронов с литием-6 в широком интервале энергий.

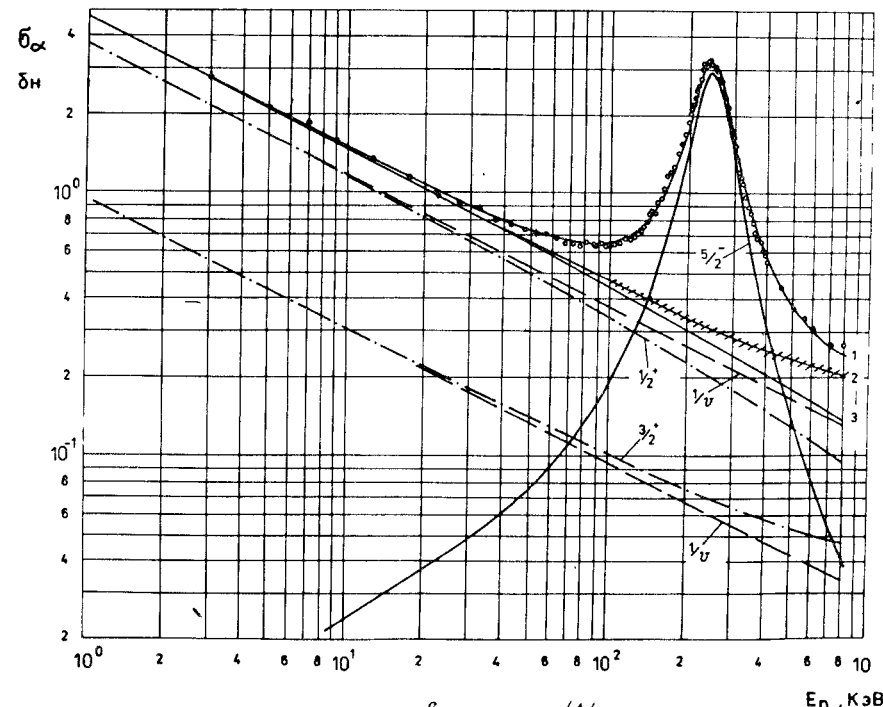


Рис.5. Сечение реакции  ${}^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$ <sup>4/</sup> в зависимости от энергии нейтронов в лабораторной системе. Различные кривые описаны в тексте.

С этой целью был выполнен анализ нейтронных данных, в состав которых вошли: сечение рассеяния  $\sigma_n(E)$  настоящей работы /рис.4/, сечение реакции  $\sigma_\alpha(E)$ <sup>4/</sup> /рис.5/ и полное сечение  $\sigma_t(E)$ <sup>9/</sup>. Из разности  $\sigma_t - \sigma_\alpha$  было получено сечение рассеяния при энергии выше 100 кэВ, показанное на рис.4 /при этих энергиях сечение рассеяния становится доминирующим процессом:  $\sigma_n \geq 2/3 \sigma_t$  /. Указанные данные имеют высокую /2-3%/ точность.

Для выделения вклада s-волны в сечениях требовалось надежно выделить p-волновой резонанс 250 кэВ. Как следует из схемы рис.1, следовало ожидать интерференции уровней с энергиями  $E^* = 7,46$  и  $6,68$  МэВ, обладающих одинаковыми квантовыми числами. Поэтому первоначально была предпринята попытка использовать двухуровневый формализм для описания сечений вблизи резонанса 250 кэВ /  $E^* = 7,46$  МэВ/. Результат оказался отрицательным: при значениях параметров уровня  $6,68$  МэВ, известных из<sup>13/</sup>, введение интерференции исключало возможность одновременной подгонки экспериментальных значений  $\sigma_n$  и  $\sigma_\alpha$  вблизи резонанса 250 кэВ.

Последующий анализ данных был проведен в одноуровневом приближении R-матричной теории<sup>12/</sup> с феноменологическим описанием энергетической зависимости s-волновых сечений:

$$\sigma_n = \pi \lambda^2 \frac{\Gamma_n [\Gamma \cos \phi - 2(E_\lambda + \Delta_\lambda(E) - E) \sin^2 \phi]}{(E_\lambda + \Delta_\lambda(E) - E)^2 + \Gamma^2/4} + 4\pi \lambda^2 \sin^2 \phi + 0,72 + \gamma \cdot E; \quad /4/$$

$$\sigma_\alpha = \pi \lambda^2 \frac{\Gamma_n \Gamma_\alpha}{(E_\lambda + \Delta_\lambda(E) - E)^2 + \Gamma^2/4} + \frac{149,5}{\sqrt{10^3 \cdot E}} - 0,025 + \beta \cdot \sqrt{E}; \quad /5/$$

$$\sigma_t = \sigma_n + \sigma_\alpha.$$

Здесь энергия E выражена в кэВ, длина волны  $\lambda$  - в единицах  $10^{-12}$  см, поэтому формулы дают сечения в барнах. Резонансные члены определяются характеристиками уровня  $7,46$  МэВ при нулевом значении параметра граничных условий  $B_c$  в выражении для сдвига уровня:  $\Delta(E) = -\sum_c \gamma_c^2 (S_c - B_c)$ . Второй член в /4/ - слабое p-волновое потенциальное рассеяние, определяемое фазой  $\phi = \text{arctg} k R_n - \text{arctg} k R_n$ , где  $R_n$  - радиус канала рассеяния. Третье слагаемое в /4/ - основная, постоянная компонента измеренного в данной работе сечения  $\sigma_n$  ( ${}^6\text{Li}$ ), и последнее слагаемое - малая компонента сечения рассеяния, выбранная линейно зависящей от энергии с коэффициентом пропорциональности  $\gamma$ . В формулу /5/ входят s-волновое сечение вида  $1/\sqrt{E}$ , постоянная отрицательная слагающая /сопутствующая согласно<sup>14/</sup> такому сечению/ и член с коэффициентом пропорциональности  $\beta$ , описывающий отклонение от закона  $1/\sqrt{E}$ . Величина - 0,025 б была рассчитана с использованием значений поляризационного и полного сечений поглощения в тепловой точке. В последнем члене формулы /5/ согласно работе<sup>14/</sup>  $\beta < 0$ , если отклонение от закона  $1/v$  связано с уровнем при отрицательной энергии нейтронов, и  $\beta > 0$  для уровней при положительных энергиях. Параметры формул /4/, /5/ были определены из подгонки к указанным выше экспериментальным данным при различном выборе широко используемых/см.<sup>2,9/</sup> значений радиусов каналов  $R_n$  и  $R_\alpha$ . Результаты представлены в табл. 4.

Таблица 4

$R_n$ Фм	$R_\alpha$ Фм	$E_\lambda$ кэВ	$\gamma_n^2$ кэВ	$\gamma_\alpha^2$ кэВ	$\Gamma_n(E_p)$ кэВ	$\Gamma_\alpha(E_p)$ кэВ	$\beta \cdot 10^3$ б. кэВ <sup>-1/2</sup>	$\gamma \cdot 10^4$ б. кэВ <sup>-1</sup>
3,88	2,5	-1837/14/	1161/8/	410/4/	101	39	2,0/2/	-1,6/2/
3,88	4,2	-801/6/	1106/8/	22,8/3/	96	37	2,2/2/	-1,6/2/
4,08	4,4	-625/5/	930/6/	22,3/3/	93	36	2,2/2/	-1,8/2/

Из данных табл. 4 видно, что присущая R-матричному формализму неопределенность в выборе радиусов каналов практически не повлияла на результаты для ширин уровней  $\Gamma_n, \Gamma_\alpha$  и параметров  $\beta$  и  $\gamma$ . Вариант в третьей строке дал подгонку несколько лучше  $\chi^2 = 259$  при 188 точках, в других вариантах  $\chi^2 = 270-290/$  и рекомендуется для приложений. Новым важным результатом анализа является установление положительного знака коэффициента  $\beta$ , свидетельствующее об отклонении сечения реакции  ${}^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$  от закона  $1/v$  в сторону возрастания.

В соответствии с последним вариантом подгонки на рис. 4 и 5 представлены кривые, обозначенные цифрой 1. Небольшие систематические расхождения кривых с экспериментом в области резонанса, по-видимому, связаны со сдвигом  $\sim 7$  кэВ энергетической шкалы эксперимента<sup>9/</sup> относительно эксперимента<sup>4/</sup>. После вычитания резонансного вклада были получены s-волновые сечения /кривые 2/. Для них при  $E > 100$  кэВ изображен коридор погрешности подгонки. Эти "экспериментальные" кривые s-волнового взаимодействия нейтронов с литием-6 были сравнены с ожидаемыми в рамках гипотезы о существовании отрицательного уровня со спином  $J^\pi = 1/2^+$  и положительного уровня со спином  $J^\pi = 3/2^+$ . Положение этих уровней было зафиксировано согласно работе<sup>9/</sup>, а другие параметры уточнены по современным данным из тепловой области энергий. Соответствующие расчетные кривые обозначены индексом спина канала, а их суммами являются кривые 3. Они прошли вне коридоров погрешности "экспериментальных кривых". Отклонение не объясняется известными<sup>1,2/</sup> высоколежащими p-уровнями.

Основным источником такого расхождения является гипотетический отрицательный резонанс. Отказ от него позволяет удовлетворить полученным результатам, если использовать по крайней мере один резонанс в канале с  $J^\pi = 3/2^+$  с параметрами /согласно нашим расчетам/  $E_0 = 1420$  кэВ /л.с./,  $\gamma_n^2 = 903$  кэВ,  $\gamma_\alpha^2 = 19$  кэВ и сохранить сечение реакции в канале с  $J^\pi = 1/2^+$ , следующее закону  $1/v$  с сопутствующей отрицательной составляющей. Введение уровня в канале с  $J^\pi = 3/2^+$  при положительных энергиях - единственное известное нам\* объяснение сильной спиновой зависимости длин  $(n, \alpha)$ -рассеяния /малой величины длины  $a_{3/2}^+$ /. Отказ от отрицательного резонанса в канале  $J^\pi = 1/2^+$  не ведет к трудностям в трактовке большой величины сечения ре-

\* В работе Nucl. Phys., 1982, vol. 373, p. 305, опубликованной после написания нашей работы, предложено введение недиагональной фоновой R-матрицы как способ учета нерезонансных механизмов поглощения нейтронов литием-6. Там же приведены другие аргументы против отрицательного уровня с  $J^\pi = 1/2^+$ .

акции  ${}^6\text{Li}(n, \alpha)$  в тепловой области, т.к. согласно работе /15/ такое сечение можно описать количественно, учитывая кластерную ( $d+{}^4\text{He}$ ) структуру ядра  ${}^6\text{Li}$  и механизм реакции прямой передачи дейтрона налетающему нейтрону.

Таким образом, энергетический ход сечений взаимодействия  $s$ -волновых нейтронов с литием-6 не служит доказательством в пользу резонанса в системе  $n+{}^6\text{Li}$ , а скорее является указанием на его отсутствие.

Авторы благодарны И.М.Франку и В.И.Луцикову за поддержку работы, а также В.Б.Беляеву, Г.Г.Бунатяну и В.И.Салацкому за полезные обсуждения.

#### ПРИЛОЖЕНИЕ

1. Для тонкого ( $n\sigma_t \leq 0,1$ ) образца поправка на самоэкранировку описывается очевидным соотношением

$$\Pi_1(E) = \frac{n\sigma_a(E)}{2} \quad /П1/$$

Поправка на поглощение в образце нейтронов, падавших на него перпендикулярно и испытавших рассеяние, может быть рассчитана аналитически. Будем использовать подход работы /16/ и дополнительно учесть зависимость эффективности детектора,  $\epsilon(\mu)$ , от угла вылета рассеянного нейтрона,  $\theta$ , из образца, помещенного в центр цилиндрического детектора. Тогда:

$$\Pi_2(E) = \left\{ \frac{1}{2} \int_0^1 d\mu \epsilon(\mu) \frac{\sigma_a(E')}{\sigma_t(E')} [(1-e^{-\Sigma}) - (e^{-z/\mu} - e^{-\Sigma}) \frac{\Sigma}{(\Sigma - z/\mu)}] + \frac{1}{2} \int_{-1}^0 d\mu \epsilon(\mu) \frac{\sigma_a(E')}{\sigma_t(E')} [(1-e^{-\Sigma}) - (1-e^{-\Sigma+z/\mu}) \frac{\Sigma}{(\Sigma - z/\mu)}] \right\} / (1-e^{-\Sigma});$$

$$\mu = \cos\theta; \quad \Sigma = n\sigma_t(E); \quad z = n\sigma_t(E');$$

$$E' = \left[ \frac{A^2 + 1}{(A+1)^2} + \frac{2A}{(A+1)^2} \mu \right] \cdot E.$$

2. Определяя  $B_1$  как коэффициент при втором члене в разложении дифференциального сечения по полиномам Лежандра, в случае единственного  $p$ -волнового резонанса со спином  $J^\pi = 5/2^-$  можно получить следующее выражение в  $R$ -матричном формализме:

$$B_1 = \frac{\Gamma_n}{2k^2} \frac{(E - E_\lambda^{J=5/2} - \Delta) \sin 2k a_{3/2}^+}{(E - E_\lambda^{J=5/2} - \Delta)^2 + \Gamma^2/4}, \quad /П3/$$

в котором  $a_{3/2}^+(E)$  - эффективная амплитуда  $s$ -волнового рассеяния для спина канала  $j = 3/2^+$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ajzenberg-Selove F. Nucl.Phys., 1979, vol.A320, p.1.
2. Chiu Y.H., Firk F.W.K. Nucl.Phys., 1981, vol.A364, p.43.
3. Glattli H. et al. Phys.Rev.Lett., 1978, vol.40, p.748.
4. Gayther D.B. Ann. of Nucl.Energy, 1977, vol.4, p.515.
5. Fort E. In: Neutron Standard Reference Data, IAEA, Vienna, 1974, p.119.
6. Uttley C.A. et al. Proc. Conf. on Neutron Standards and Flux Normalization. ANL, 1970, p.80, Argonne.
7. Asami A., Moxon M.C. Proc. Conf. on Nucl.Data for Reactors, Helsinki, 1970, vol.1, p.153.
8. Lane R.O. et al. Phys.Rev., 1964, vol.B136, p.1710.
9. Meadows J.W., Whalen J.F. Nucl.Sci.Eng., 1972, vol.48, p.221.
10. Алфименков В.П. и др. ЯФ, 1982, т.35, с.542.
11. Peterson S.W., Smith H.G. J.Phys.Soc.Jap., Suppl., 1962, 11B, vol.17, p.335.
12. Лейн А., Томас П. Теория ядерных реакций /пер. с англ./ ИЛ, М., 1960; Лукьянов А.А. Структура нейтронных сечений. Атомиздат, М., 1978.
13. Spiger R.J., Tombrello T.A. Phys.Rev., 1967, vol.163, p.964.
14. Бергман А.А. и др. В кн.: Ядерные реакции при малых и средних энергиях. Изд-во АН СССР, М., 1957, с.17; Шапиро Ф.Л. Собрание трудов, Физика нейтронов. Изд-во "Наука", М., 1976, с.201.
15. Weighman H., Manakos P. Z.für Phys., 1979, vol.A289, p.383.
16. Draper J.E. Nucl.Sci.Eng., 1956, vol.1, p.522.

Рукопись поступила в издательский отдел  
12 февраля 1982 года.

## НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги,  
если они не были заказаны ранее.

Д1,2-9224	IV Международный семинар по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1975.	3 р. 60 к.
Д-9920	Труды Международной конференции по избранным вопросам структуры ядра. Дубна, 1976.	3 р. 50 к.
Д9-10500	Труды II Симпозиума по коллективным методам ускорения. Дубна, 1976.	2 р. 50 к.
Д2-10533	Труды X Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Баку, 1976.	3 р. 50 к.
Д13-11182	Труды IX Международного симпозиума по ядерной электронике. Варна, 1977.	5 р. 00 к.
Д17-11490	Труды Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1977.	6 р. 00 к.
Д6-11574	Сборник аннотаций XV совещания по ядерной спектроскопии и теории ядра. Дубна, 1978.	2 р. 50 к.
Д3-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
Д13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
Д1,2-12036	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
Д1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
Д11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
Д4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
Д4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
Д2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
Д10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:  
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79  
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Алфименков В.П. и др. P3-82-111  
Взаимодействие промежуточных и быстрых нейтронов с ядром  ${}^6\text{Li}$

Измерено эффективное сечение рассеяния нейтронов изотопом  ${}^6\text{Li}$  в зависимости от энергии в диапазоне 0,6-80 кэВ. Энергетический ход сечения совместно с другими данными проанализирован в рамках R-матричного подхода для уточнения информации о возбужденных уровнях ядра  ${}^7\text{Li}$ .

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Alfimenkov V.P. et al. P3-82-111  
Interaction of Intermediate and Fast Neutrons with  ${}^6\text{Li}$

The  ${}^6\text{Li}$  cross section value and its dependence on the neutron energy in the 0.6-80 keV region are measured. The cross section energy dependence together with other data have been analysed in the frame of the R-matrix formalism to clarify the information on the levels of the  ${}^7\text{Li}$  nucleus.

The investigation has been performed at the Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод О.С.Виноградовой.