

K-40

7/IV-69

ЯФб 1969, т.10, №4, с.705-712

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P15 - 4299



Ким Сын Нам, Г.М.Осетинский, В.А.Сергеев

О СОХРАНЕНИИ ИЗОТОПИЧЕСКОГО СПИНА

В РЕАКЦИИ  ${}^3\text{He} (t, d) {}^4\text{He}$

ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

1969

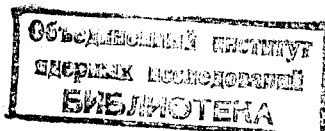
P15 - 4299

7760/2 19.

Ким Сын Нам, Г.М.Осетинский, В.А.Сергеев

О СОХРАНЕНИИ ИЗОТОПИЧЕСКОГО СПИНА

В РЕАКЦИИ  ${}^3\text{He} (t, d) {}^4\text{He}$



Исследование эффектов в ядерных реакциях, позволяющих оценить степень нарушения изотопической инвариантности ядерного взаимодействия, имеет большое значение для изучения структуры основных и возбужденных состояний ядер. Обычные методы состоят в проверке соотношений между дифференциальными сечениями различных реакций, вытекающих из изотопической инвариантности в сравнении характеристик аналоговых состояний ядер-изобар. а также в измерении относительной интенсивности реакций, разрешенных и запрещенных правилами отбора по изоспину <sup>1,2/</sup>. Баршэй и Теммер <sup>3/</sup> указали еще на один, так называемый геометрический метод проверки изотопической инвариантности, заключающийся в измерении углового распределения реакций типа  $A+A' \rightarrow B+C$ , где частицы А и А' относятся к одному зарядовому мультиплету, а изоспин частицы В или С равен нулю. Если изоспин строго сохраняется, то угловое распределение таких реакций всегда симметрично относительно 90° в с.ц.м.

Справедливость этого утверждения можно показать на примере реакции  ${}^4\text{He} + \text{D} \rightarrow {}^3\text{He} + {}^3\text{H}$ , в которой полный изоспин канала  ${}^4\text{He} + \text{D}$  равен нулю. Закон сохранения изоспина требует, чтобы из всех возможных состояний частиц  ${}^3\text{He}$  и  ${}^3\text{H}$  реализовались лишь состояния с  $T=0$ . Соответствующая изоспиновая волновая функция антисимметрична относительно перестановки изоспиновых переменных этих частиц. Поэтому полную амплитуду реакции можно записать в виде

$$f = \Psi(r) \left[ a \overset{\text{АНТИС.}}{\chi}(\theta) \overset{\text{СИМ.}}{Y}(s) \overset{\text{СИМ.}}{Y}(\theta) + b \overset{\text{АНТИС.}}{\chi}(\theta) \overset{\text{АНТИС.}}{Y}(s) \overset{\text{АНТИС.}}{Y}(\theta) \right] + \\ + \Psi(r) \left[ c \overset{\text{СИМ.}}{\chi}(\theta) \overset{\text{АНТИС.}}{Y}(s) \overset{\text{АНТИС.}}{Y}(\theta) + d \overset{\text{АНТИС.}}{\chi}(\theta) \overset{\text{СИМ.}}{Y}(s) \overset{\text{СИМ.}}{Y}(\theta) \right], \quad (1)$$

где второе слагаемое учитывает нарушение изотопической инвариантности.

Так как  $\frac{d\sigma}{d\Omega} \approx \sum_s f^* f$  и принимая во внимание, что при суммировании по спиновым переменным произведение спиновых функций  $\overset{\text{СИМ.}^*}{\chi}(s) \overset{\text{АНТИС.}}{\chi}(s)$  вследствие их ортогональности будет равно нулю, получаем с точностью до членов первого порядка по малым величинам  $c$  и  $d$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |a \overset{\text{СИМ.}_2}{Y}(\theta)|^2 + |b \overset{\text{АНТИС.}_2}{Y}(\theta)|^2 + 2 \operatorname{Re} [ a \overset{\text{СИМ.}^*}{Y}(\theta) (c \overset{\text{АНТИС.}}{Y}(\theta)) + (b \overset{\text{АНТИС.}^*}{Y}(\theta)) (d \overset{\text{СИМ.}}{Y}(\theta)) ] (2)$$

Если изоспин является строгим интегралом движения, то  $c = d = 0$

и в выражении  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  остаются только четные степени  $\cos \theta$ , т.е.

дифференциальное сечение  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  симметрично относительно  $90^\circ$ :

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = \frac{d\sigma(\pi - \theta)}{d\Omega}.$$

Вследствие кулоновского взаимодействия величины  $c$  и  $d$  отличны от нуля, и может наблюдаться некоторая асимметрия углового распределения. Величина асимметрии позволяет получать сведения о нарушении изоспиновой аналогии между зеркальными ядрами  $^3\text{H}$  и  $^3\text{He}$ , а также о примеси состояний с  $T=1$  в промежуточном ядре  $^6\text{Li}$ .

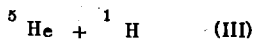
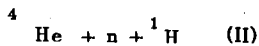
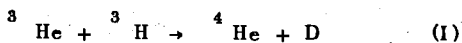
Все эти рассуждения в соответствии с принципом детального равновесия справедливы и в случае обратной реакции. Целью настоящей работы является экспериментальная проверка сохранения изоспина в реакции  $^3\text{He} + ^3\text{H} \rightarrow ^4\text{He} + \text{D}$  путем измерения угловых распределений дейтронов при нескольких энергиях тритонов ( $E_t = 1044, 1114, 1263, 1458, 1521$  кэв).

В работе обсуждается вопрос о возможности проявления "ложной" симметрии, не связанной с сохранением изоспина. Последняя имела бы место, как видно из (2), при  $c = b = 0$ ,  $d \neq 0$  или  $a = d = 0$ ,  $c \neq 0$ .

## 2. Методика эксперимента

Измерения проводились на пучке ионов трития электростатического генератора ОИЯИ. Ионы трития, пройдя магнитный анализатор и коллиматор диаметром 2 мм и длиной 110 мм, попадали в центр вакуумной камеры, где была установлена точечная газовая мишень. Мишень представляла собою цилиндр диаметром 5 мм со щелью шириной 5 мм с охватом  $300^\circ$ . Щель заклеивалась слюдяной фольгой толщиной  $0,15 \pm 0,2$  мг/см<sup>2</sup>. Мишень изолировалась от корпуса и окружалась изолированным экраном (с отверстием для входа пучка) из фольги толщиной 8,7 мг/см<sup>2</sup>. Соединенные вместе мишень и экран являлись ловушкой потока частиц, падающих на мишень. Кроме того, экран поглощал частицы из реакций, детектирование которых не входило в программу проводимых измерений (например, упругое рассеяния тритонов на газе мишени и входных и выходных окошках мишени, реакции на кислороде, углероде, входящих в состав окошек мишени и др.). Мишень наполнялась до давления 30–35 мм рт.ст. <sup>3</sup>He 100%-ной концентрации. Давление измерялось микроманометром с погрешностью  $\pm 0,5\%$ .

При взаимодействии тритонов с ядрами <sup>3</sup>He реакция протекает по следующим каналам



Данные по дифференциальным сечениям получались из измерений энергетических спектров протонов и дейтонов, соответствующих указанным каналам.

Измерения проводились с помощью двух поверхностно-барьерных детекторов в пределах  $0-160^\circ$  с шагом  $10^\circ$ . Один из них устанавливался на вращающемся кронштейне на расстоянии  $77,3 \pm 0,05$  мм от центра мишени. Результаты нормировались по отсчетам детектора такого же типа,

установленного под углом  $45^\circ$  на расстоянии 155 мм от центра. Нормировка к абсолютным значениям сечений производилась по дифференциальным сечениям под  $90^\circ$ , приведенным в работе /4/. На рис. 1 а, в представлен типичный спектр заряженных частиц из реакций, измеренных под углами  $80$  и  $0^\circ$ . Из рисунка видно, что на энергетический спектр, соответствующий пику дейтонов канала I реакции, накладывается пик протонов реакции III и непрерывный спектр, соответствующий трехчастичному распаду (канал II). Это наложение, естественно, увеличивает погрешность при определении площади энергетического спектра интересующего нас пика дейтонов канала I. Для уменьшения этой ошибки используется разделение пика дейтонов от всего участка спектра, основанное на изменении напряжения, прикладываемого к детектору. При изменении напряжения изменяется толщина чувствительного слоя детектора и всегда имеется возможность подобрать эту величину близкой к длине пробега дейтона в нем. Тогда амплитуда импульсов от дейтонов будет значительно больше импульсов протонов тех же энергий (пробег протонов не укладывается в чувствительном слое), и на амплитудном анализаторе эти частицы будут разделены. На рис. 1с и д представлены типичные спектры исследуемой реакции, когда используется указанное разделение.

### 3. Результаты измерений

На рис. 2 представлены результаты измерений угловых распределений дейтонов из реакции I. По оси абсцисс отложен угол в системе центра масс, по оси ординат - дифференциальные сечения в мб/стерад. Угловые распределения представлялись в виде разложения по полиномам Лежандра

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{K^2} \sum_L V_L P_L(\cos \theta), \quad (1)$$

где  $P_L(\cos \theta)$  - полиномы Лежандра,  $K$  - волновое число,  $V_L$  - коэффициенты разложения. В интервале углов  $160-180^\circ$ , где экспериментальных данных нет, кривые получены экстраполяцией функции (1). Критерием для

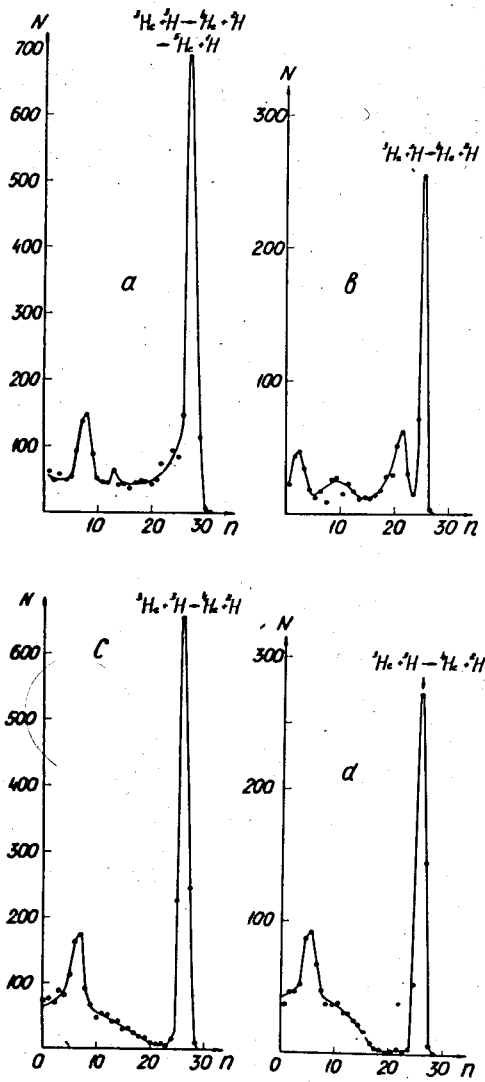


Рис. 1.

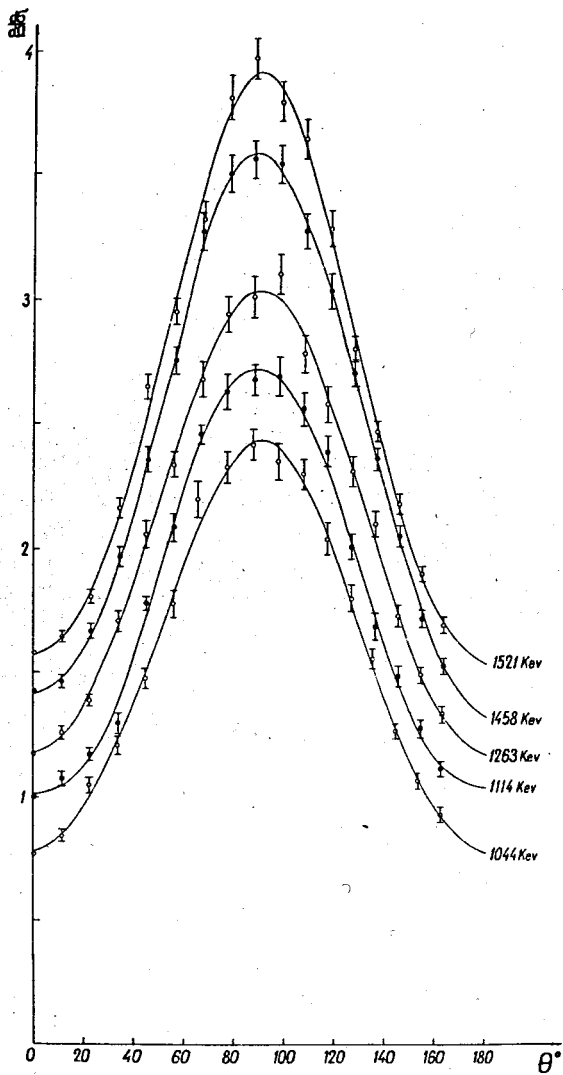


Рис. 2.



выбора количества членов в разложении служила наилучшая подгонка теоретической кривой к экспериментальным точкам (получение минимума  $\frac{\chi^2}{n-m}$ ), где  $n$  - число точек,  $m$  - число параметров).

При проведении расчетов в значения угла  $\theta_1$  вносилась поправка на смещение оси пучка относительно нуля отсчета и на имеющееся в камере смещение оси детектора относительно оси пучка. Величины этих поправок определены экспериментально и составляют  $-0,3^\circ$ .

В таблице I представлены коэффициенты разложения дифференциального сечения по полиномам Лежандра и их ошибки, а также величина  $\frac{\chi^2}{n-m}$ .

Расчет асимметрии проводился по формуле:

$$A(\theta) = \frac{\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} - \frac{d\sigma(\pi-\theta)}{d\Omega}}{\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} + \frac{d\sigma(\pi-\theta)}{d\Omega}} \quad (2)$$

Если в формуле (1) ограничиться  $L_{\text{макс.}} = 6$ , то (2) можно переписать в виде

$$A(\theta) = \frac{B_1 P_1(\cos\theta) + B_3 P_3(\cos\theta) + B_5 P_5(\cos\theta)}{B_0 P_0(\cos\theta) + B_2 P_2(\cos\theta) + B_4 P_4(\cos\theta)} \quad (3)$$

Стандартная относительная ошибка  $\delta A$  коэффициента асимметрии определяется как статистическая сумма ошибки  $\Delta A_1$  определения дифференциального сечения реакции под углом  $\theta_1$  и ошибки в установке угла детектора по отношению к направлению пучка ( $\Delta A_2$ ). Ошибка  $\Delta A_1(\theta_1)$  определяется формулой вида:

$$\Delta A_1 = \sqrt{\sum \left( \frac{\partial A}{\partial B_l} \right) \left( \frac{\partial A}{\partial B_k} \right) \sigma_{lk}^2}$$

где  $\sigma_{lk}$  - матрица ошибок для коэффициентов  $B_L$  в разложении  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ .

При определении матрицы ошибок в программу расчета вводилась:

а) ошибка измерения выхода реакции с учетом фона, которая определяется дисперсией распределения Пуассона. Ее значение не превышало 2%;

Таблица 1

Коэффициент разложения угловых распределений по полиномам  
 Лежандра для реакции  ${}^3\text{He} + \text{T} \rightarrow {}^4\text{He} + \text{D}$

$E_t$ кэВ	$\frac{\chi^2}{n-m}$	$B_0$ $\pm \Delta B_0$	$B_1$ $\pm \Delta B_1$	$B_2$ $\pm \Delta B_2$	$B_3$ $\pm \Delta B_3$	$B_4$ $\pm \Delta B_4$	$B_5$ $\pm \Delta B_5$	$B_6$ $\pm \Delta B_6$
1044	1,98	0,007 $\pm 0,00008$	-0,00009 $\pm 0,00006$	-0,004 $\pm 0,00006$	0,0001 $\pm 0,0001$	0,0003 $\pm 0,0001$	-0,00005 $\pm 0,0,0001$	-0,0001 $\pm 0,0001$
1114	1,84	0,007 $\pm 0,00008$	-0,0001 $\pm 0,00006$	-0,005 $\pm 0,00006$	-0,00005 $\pm 0,0001$	0,0004 $\pm 0,0001$	0,00008 $\pm 0,0001$	0,0002 $\pm 0,0001$
1263	1,19	0,009 $\pm 0,0001$	-0,0001 $\pm 0,00008$	-0,006 $\pm 0,00007$	0,0001 $\pm 0,0001$	0,0002 $\pm 0,0002$	0,00003 $\pm 0,0001$	-0,000005 $\pm 0,0002$
1458	0,375	0,01 $\pm 0,0002$	-0,0001 $\pm 0,00009$	-0,008 $\pm 0,00009$	0,000009 $\pm 0,0002$	0,0004 $\pm 0,0002$	0,0003 $\pm 0,0002$	0,00002 $\pm 0,0002$
1521	1,57	0,01 $\pm 0,0001$	-0,0002 $\pm 0,0001$	-0,009 $\pm 0,00009$	0,0003 $\pm 0,0002$	0,001 $\pm 0,0002$	-0,00003 $\pm 0,0002$	-0,0002 $\pm 0,0002$

б) ошибка выхода реакции при измерении детектором - монитором - 1,5%.

Ошибка, вносимая в коэффициент асимметрии из-за погрешности в определении угла, определялась как

$$\Delta A_2 = A(\theta_1) - A(\theta_1 + \Delta\theta_1),$$

где  $A(\theta_1)$  - значение асимметрии, рассчитанное для фиксированного угла  $\theta_1$ ;  $A(\theta_1 + \Delta\theta_1)$  - значение асимметрии, когда в формуле (2) к углу  $\theta_1$  прибавляется ошибка в установке угла  $\Delta\theta$ . Величина ошибки установки угла  $\Delta\theta_1$  составляет  $\pm 0,35^\circ$ . Она арифметически (для оценки максимально возможной ошибки) складывается из ошибки установки нуля лимба относительно оси пучка ( $\pm 0,1^\circ$ ), смещения оси детектора относительно оси пучка ( $\pm 0,1^\circ$ ) и ошибки установки детектора на лимбе  $\pm 0,15^\circ$ . Значение асимметрий и их ошибки при пяти значениях энергий представлены в таблице 2.

В целях сравнения нами использовалась также интегральная асимметрия относительно  $90^\circ$  в виде

$$A_\Sigma = \frac{\int_0^{90} \left| \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} - \frac{d\sigma(\pi-\theta)}{d\Omega} \right| \sin\theta d\theta}{\int_0^{90} \left( \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} + \frac{d\sigma(\pi-\theta)}{d\Omega} \right) \sin\theta d\theta}.$$

Значения  $A_\Sigma$  представлены в последнем столбце таблицы 2.

Как видно из полученных результатов, в пределах ошибок измерений (1+1,5%) имеет место симметрия угловых распределений относительно  $90^\circ$  в системе центра масс.

#### 4. Обсуждение результатов

В соответствии с теоремой Баршэя-Теммера наблюдаемую симметрию углового распределения дейтронов реакции  ${}^3\text{He} + {}^3\text{H} \rightarrow {}^4\text{He} + \text{D}(1)$  относительно  $90^\circ$  в системе центра масс естественно объяснить сохранением изоспина в этой реакции. Однако окончательное заключение о сохранении

Таблица II

Значения асимметрии  $A$  и ошибок асимметрии  $\delta A$  в %

$E_i$	$0^0$	$10^0$	$20^0$	$30^0$	$40^0$	$50^0$	$60^0$	$70^0$	$80^0$	$A_{\Sigma}$	
I044	$A$	+0,4	-0,4	0,4	-0,07	-0,4	-0,9	-1,1	-1,0	-0,6	0,7%
	$\delta A$	2,8	$\pm 2,2$	1,3	1,2	1,2	1,1	1,14	1,1	0,66	0,6%
III4	$A$	-1,3	1,8	-2,5	-2,5	-1,7	0,6	0,3	0,6	0,5	0,7%
	$\pm \delta A$	2,7	2,1	1,3	1,3	1,2	1,1	1,1	1,1	0,7	0,5%
I268	$A$	0,07	-0,8	-0,6	-0,9	-1,1	-1,1	-0,9	-0,7	-0,4	0,7%
	$\pm \delta A$	3,3	2,5	1,4	1,4	1,3	1,2	1,2	1,1	0,7	0,7%
I458	$A$	7,6	5,3	0,9	1,7	1,9	0,9	0,3	0,8	0,6	0,8%
	$\pm \delta A$	3,5	2,6	1,5	1,5	1,3	1,1	1,1	1,0	0,6	0,7%
I52I	$A$	-3,3	-2,7	-1,5	-0,3	0,6	-1	-1,1	0,9	0,5	0,7%
	$\pm \delta A$	3,9	2,8	1,6	1,6	1,4	1,3	1,3	1,1	0,7	0,7%

изоспина может быть сделано лишь в случае, когда в изучаемом взаимодействии не проявляются процессы, приводящие к "ложной" симметрии, не связанной с изотопической инвариантностью. В нашем случае задача сводится к тому, чтобы показать, что реакция не протекает через одно состояние с определенным полным моментом  $J$  и четностью  $\pi$  или несколько состояний с одинаковой четностью.

Как следует из рассуждений, приведенных ранее, сохранение изоспина в реакции (1) означает, что запрещены такие переходы, в которых нечетный (четный) орбитальный момент входного канала  $\ell_1$  комбинируется со спином входного канала  $I_1 = 1(0)$ . В таблице III приведены все переходы такого рода, а также разрешенные переходы для  $\ell_1 \leq 3$ . Вклад в сечение переходов с  $\ell_1 > 3$  при рассматриваемых значениях тригонов незначителен. Действительно, как видно из таблицы I, величины коэффициентов разложения  $V_L$  с  $L > 4$  малы и почти не выходят за пределы ошибок. Это неудивительно, так как проникаемость  $P_0$  кулоновского и центробежного барьера резко уменьшается при увеличении  $\ell$ . При максимальной энергии  $E_t = 1521$  кэВ и радиусе канала  $a = 3,75$  ферми  $P_0 = 0,531$ ;  $P_1 = 0,177$ ;  $P_2 = 0,0155$ ;  $P_3 = 4,9 \cdot 10^{-4}$ ;  $P_4 = 8 \cdot 10^{-6}$ .

Таблица III

Разрешенные и запрещенные по изоспину переходы  
в реакции  ${}^3\text{He} + {}^3\text{H} \rightarrow {}^4\text{He} + \text{D}$

Разрешенные переходы					Запрещенные переходы				
$\ell_1$	$I_1$	$J^\pi$	$\ell_f$	$I_f$	$\ell_1$	$I_1$	$J^\pi$	$\ell_f$	$I_f$
0	1	$1^+$	0,2	1	1	1	$0^-, 1^-, 2^-$	1	1
1	0	$1^-$	1	1	1	1	$2^-$	3	1
2	1	$1^+$	0	1	2	0	$2^+$	2	1
2	1	$1^+, 2^+, 3^+$	2	1	3	1	$2^-$	1	1
2	1	$3^+$	4	1	3	1	$2^-, 3^-, 4^-$	3	1
3	0	$3^-$	3	1					

Анализ энергетической зависимости дифференциального сечения показывает, что в сечение реакции дает существенный вклад  $s$ -волна ( $\ell_1 = 0$ )

и что, таким образом, реакция не может быть полностью обусловлена одним или несколькими состояниями отрицательной четности. В самом деле, при уменьшении энергии тритонов изотропия углового распределения дейтонов канала I увеличивается, и при  $E_t < 360$  кэв оно почти изотропно [7].

На рис. 3 приведены энергетическая зависимость коэффициентов  $B_0$ ,  $B_2$ ,  $B_4$ , найденная согласно данным настоящей работы и более ранних работ [5,6,7]. Сплошными линиями показаны функции  $0,162 P_0$ ;  $0,0477 P_1$ ,  $0,102 \sqrt{P_0 P_2}$ ,  $0,055 P_2$ . Видно, что при  $E < 660$  кэв энергетическая зависимость  $B_0$  определяется изменением проницаемости  $P_0$  кулоновского барьера для  $s$ -волны, в то время как коэффициент  $B_2$  убывает быстрее и определяется изменением проницаемости для  $p$ -волны или величиной  $\sqrt{P_0 P_2}$ , характерной для интерференции  $s$  и  $d$  волн.

Существенно, что единственным состоянием, образующимся при  $\ell_1 = 0$ , является состояние  $1^+$  и все переходы, при которых образуется это состояние, разрешены по изоспину и отвечают  $I_1 = 1$  (см. табл. III). Отсюда можно сделать вывод, что запрещенные по изоспину переходы через состояния отрицательной четности (также отвечающие  $I_1 = 1$ ) практически отсутствуют, так как в противном случае коэффициенты  $B_1$  и  $B_3$  были бы заметно отличны от нуля из-за интерференции матричных элементов запрещенных переходов с имеющимися матричными элементами разрешенных переходов через состояние  $1^+$ .

Если предположить, что исследуемая реакция идет только через состояния положительной четности (включая, разумеется,  $1^+$ ), то мы можем не заметить лишь одного запрещенного перехода через состояния  $2^+$  (см. табл. III). Однако сейчас мы приведем соображения в пользу того, что в реакцию дает вклад разрешенный переход через состояние  $1^-$ , т.е. сделанное предположение неверно.

Напишем выражения коэффициентов  $B_0$ ,  $B_2$ ,  $B_4$  через элементы  $S$ -матрицы  $S_{\ell_1 I_1 \ell_1 I_1}^J$ , обозначив  $|S_{1110}^1| = S_1$  и положив для простоты

$$|S_{010}^1| = |S_{2101}^1| = S_0, \quad |S_{2121}^1| = |S_{0121}^1| = S_2.$$

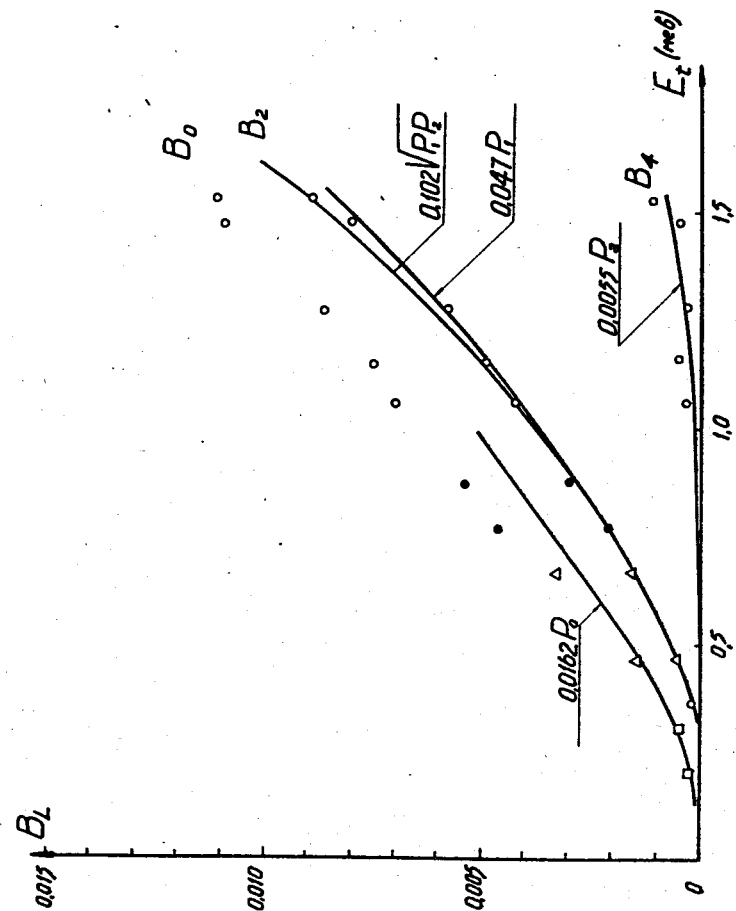


Рис. 3.

Ввиду малости коэффициента  $V_4$  мы пренебрегаем в первом приближении вкладом состояний  $2^+$ ,  $3^+$ , т.е.

$$S_{2121}^2 = S_{2121}^3 = S_{4121}^3 = 0.$$

В выражение для  $V_0$ ,  $V_2$ ,  $V_4$  мы не включаем также заведомо малую величину квадрата модуля матричного элемента запрещенного перехода через состояние  $2^+$  —  $|S_{2120}^2|$ .

$$V_0 = \frac{3}{8} (S_0)^2 + \frac{3}{8} (S_2)^2 + \frac{3}{16} (S_1)^2 \quad (1)$$

$$V_2 = \frac{3}{32} (S_2)^2 + \frac{3}{4} S_0 S_2 \cos(\delta_0 - \delta_2) - \frac{3}{16} (S_1)^2 \quad (2)$$

$$V_4 = 0 \quad (3)$$

Если матричный элемент разрешенного перехода через состояние  $1^-$  отсутствует ( $S_1 = 0$ ), т.е. реакция протекает, главным образом, через состояние  $1^+$ , то система уравнений (1)-(2) имеет решение при условии

$$|\cos(\delta_1 - \delta_2)| \geq \sqrt{\left(\frac{V_2}{B_1}\right)^2 - \frac{1}{4} \left(\frac{V_2}{B_0}\right)}.$$

Так как полученный из экспериментальных данных коэффициент  $V_2$  отрицателен при всех энергиях, необходимо также, чтобы  $\cos(\delta_0 - \delta_2)$  был меньше нуля. Подставляя вместо  $V_0$  и  $V_2$  значения из табл. 1, получаем, что величина  $|\cos(\delta_0 - \delta_2)|$  должна быть близка к 1. Например, при  $E_t = 1521$  кэВ  $|\cos(\delta_0 - \delta_2)| > 0,92$ . Это ограничение на фазы матричных элементов является слишком жестким. Для сравнения укажем, что при той же энергии приближение изолированного уровня  $1^+$  даст (независимо от характеристик уровня)

$$|\cos(\delta_0 - \delta_2)| < \cos(\Phi_0 - \Phi_2 + \omega_2) = 0,53.$$

Здесь  $\Phi_0$  и  $\Phi_2$  — фазы рассеяния на твердой сфере с радиусом  $a$  для  $l = 0$  и  $2$ ,  $\omega_2 = \arctg \eta + \arctg \frac{\eta}{2}$  — кулоновская фаза. В этом случае для описания экспериментальных значений  $V_0$  и  $V_2$  потребовалось бы ввести  $S_1 > 0,18$ .

На самом деле необходимо учитывать вклад в реакцию других состояний положительной четности, так как коэффициент  $V_4$  все же отличен от нуля. При этом, если  $S_1 = 0$ , жесткое ограничение на фазы остается; в предельном случае равенства всех матричных элементов переходов с  $l=2$

$$S_{2121}^1 = S_{0121}^1 = S_{2121}^2 = S_{4121}^3$$

Экспериментальные значения коэффициентов  $V_0$ ,  $V_2$  и  $V_4$  невозможно описать ни при каких значениях фаз и модулей матричных элементов.

Учет разрешенного перехода с образованием состояния  $1^-$  устраняет трудности при описании коэффициентов  $V_0$ ,  $V_2$  и  $V_4$ , так как соответствующий матричный элемент  $S_{1110}^1$  вносит всегда отрицательный вклад в коэффициент  $V_2$ . При наличии этого перехода малость коэффициентов  $V_1$  и  $V_3$  свидетельствует также о фактическом запрете перехода через состояние  $2^+$  с изменением изоспина.

Интересно отметить в связи с обсуждением вопроса о возможности описания сечения реакции  ${}^3\text{He} + {}^3\text{H} \rightarrow {}^4\text{He} + \text{D}$  (1) состояниями положительной четности, что в неупругом рассеянии электронов на угол  $180^\circ$  на ядре  ${}^6\text{Li}$  /8/ наблюдались уровни ( $0^+$  или  $1^+$  или  $2^+$ ) при энергии возбуждения  $\text{Li} - E_{\text{возб.}} = 14,0$  и  $15,8$  Мэв. Поскольку в этом эксперименте преобладающий вклад в сечение возбуждения вносят M1-переходы, правило отбора по изоспину (сильный запрет M1-переходов с  $T=0$  в ядрах с  $N=Z$ ) позволяет сделать вывод о том, что эти уровни (даже если  $J^\pi = 1^+$  или  $2^+$ ) не должны проявляться в исследуемой реакции 1.

Таким образом, в реакцию дают вклад одновременно состояния как положительной, так и отрицательной четности ( $J^\pi = 1^+, 1^-$ ), образующиеся в разрешенных по изоспину переходах. Поэтому наблюдаемая с хорошей точностью симметрия углового распределения относительно  $90^\circ$  в системе центра масс обусловлена именно малой вероятностью запрещенных по изоспину переходов, т.е. свидетельствует о сохранении изоспина в данной реакции. Справедливость этого утверждения подтверждает угловое распределение протонов реакции  ${}^3\text{He} + {}^3\text{H} \rightarrow {}^5\text{He} + {}^1\text{H}(\text{III})$ , измененное в той же геометрии при тех же энергиях тритонов, что и в иссле-



дуемой нами реакции I <sup>4/</sup>. Распределение (см. рис. 4) имеет значительную асимметрию относительно 90° в системе центра масс. Поскольку реакция III не удовлетворяет условиям Баршэя-Теммера (изоспин выходного канала  $T_f = 0,1$ ), то наблюдаемую асимметрию естественно объяснить интерференцией состояний положительной четности  $T=0$ , которые участвуют и в реакции I, с состояниями отрицательной четности и  $T=1$ , которые не проявляются в реакции I из-за запрета по изоспину.

Величина  $|V_1/V_2|$  (см. таблицу II), характеризующая асимметрию в реакции I, дает верхнюю границу отношения модулей матричных элементов запрещенных и разрешенных переходов и составляет  $0,01 \pm 0,02$ . Считая, что  $|S_{0101}^1| \approx |S_{2101}^1| = S_0$ , и экстраполируя на основе энергетической зависимости проницаемости  $P_0$  величину  $S_0$ , найденную при  $E_t < 360$  кэВ из работы <sup>17/</sup>, к исследуемой области энергий, получаем  $S_0 \approx 0,1$ . Используя тот факт, что коэффициент  $|V_1| < 0,0002$ , находим оценку матричного элемента запрещенного по изоспину перехода  $|S_{1111}| < 0,0002$ .

Сделанный нами вывод о сохранении изоспина согласуется с результатами других экспериментов, в которых изучались реакции  ${}^6\text{Li}(\gamma, p){}^5\text{He}$ ,  ${}^6\text{Li}(\gamma, {}^3\text{H}){}^3\text{He}$ ,  ${}^6\text{Li}(\gamma, d){}^4\text{He}$  <sup>8/</sup> при энергиях относительного движения частиц, соответствующих области энергии возбуждения ядра  ${}^6\text{Li}$ , исследуемой в настоящей работе ( $E_{\text{возб.}} = 16,3-16,55$  МэВ). Как известно, для ядер с  $N=Z$  правилами отбора по изоспину запрещен E1-переход между состояниями с  $T=0$ . Поэтому уровни отрицательной четности, образующиеся при поглощении электрического дипольного  $\gamma$ -кванта основным состоянием ядра  ${}^6\text{Li}$  ( $J^\pi = 1^+$ ,  $T=0$ ), должны иметь  $T=1$  и не должны распадаться по каналу  ${}^4\text{He} + d$ . В соответствии с этим запретом реакция  ${}^6\text{Li}(\gamma, d){}^4\text{He}$  сильно подавлена по сравнению с реакциями  ${}^6\text{Li}(\gamma, p){}^5\text{He}$  и  ${}^6\text{Li}(\gamma, {}^3\text{H}){}^3\text{He}$ . (При  $E_\gamma = 17$  МэВ  $\sigma_{\gamma d} = 5$  мкб  $\sigma_{\gamma p} = (500 \pm 150)$  мкб  $\sigma_{\gamma {}^3\text{H}} = (312 \pm 120)$  мкб).

В заключение следует подчеркнуть, что исследование степени симметрии углового распределения относительно 90° в реакциях типа (1), предложенное Баршэем и Теммером и проведенное в настоящей работе на примере реакции  ${}^3\text{H} + {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + d$ , является весьма точным

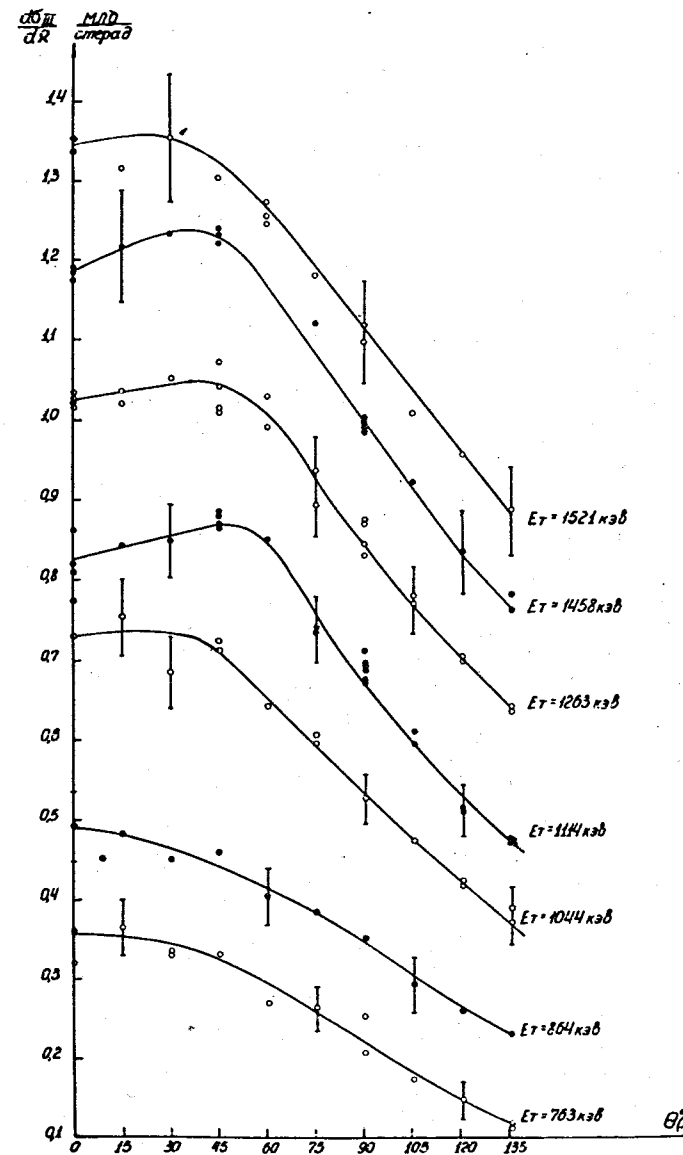


Рис. 4.

методом проверки принципа изотопической инвариантности, так как позволяет в принципе оценить отношение запрещенных и разрешенных по изоспину переходов между состояниями с почти одинаковыми квантовыми числами в рамках одной реакции. Чтобы получить более точную оценку для состояния  $1^-$ , необходимо выделить вклад разрешенного перехода с  $J^\pi = 1^-$ . В этой связи было бы интересно провести измерения углового распределения с высокой точностью в более широкой области энергий. Ценные сведения о вкладе разрешенного перехода с  $J^\pi = 1^-$  можно было бы получить из измерений азимутальной асимметрии дифференциального сечения реакции  ${}^3\text{He} + {}^3\text{H} \rightarrow {}^4\text{He} + \text{D}$  с поляризованной мишенью  ${}^3\text{He}$  или с поляризованными тритонами. Соответствующее теоретическое рассмотрение содержится в работе /9/.

Авторы очень благодарны Ф.Л. Шапиро, Л.И. Лapidусу, М.И. Подгорецкому и В.И. Фурману за интерес к работе и ценные обсуждения.

#### Л и т е р а т у р а

1. Л. Лейн, Р. Томас. Теория ядерных реакций при низких энергиях, стр. 278, ИЛ, 1960.
2. G.M. Temmer. *Fundamentals in Nuclear Theory* 163 (1967).
3. S.Barshay, G.M.Temner. *Phys. Rev. Lett.*, 12, 728 (1964).
4. Ван Нен-мин, Б.Г. Новáцкий, Г.М. Осетинский, И.А. Чепурченко. Препринт ОИЯИ Р-2038, Дубна, 1965.
5. В. Kühn, В. Slenk. *Nucl. Phys.*, 48, 353 (1963).
6. Ли Га Ен, Г.М. Осетинский, Н. Содном, А.М. Говоров, И.В. Сизов, В.И. Салацкий. *ЖЭТФ*, 39, 225 (1960).
7. C.D.Mook. *Phys. Rev.*, 92, 383 (1953).
8. T.Laulitsen, F.Aisenberg-Selove. *Nucl. Phys.*, p.781 (1966).  
N.K.Sherman, J.E.E.Baglin, K.O.Owens. *Phys. Rev.*, 169, 771 (1968).  
N.K. Sherman, J.R.Stewart, R.C.Morrison. *Phys. Rev. Lett.*, 17, 31 (1966).  
B.L.Berman, R.L.Bramblett, J.T.Cardwell, R.R.Harvey, S.C.Fultz. *Phys. Rev. Lett.*, 15, 727 (1965).

9. С.М. Биленький, Л.И. Лapidус, Р.М. Рындин, А.Ш. Шахтер. Журнал  
"Ядерная физика", 4, 1063 (1966).

Рукопись поступила в издательский отдел  
6 февраля 1969 года.