

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



СЗ432

0-728

842/2-74

4/III-74

P15 - 7515

Г.М.Осетинский, Я.Тыкэ, Б.Фрыцин

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИИ  $^{15}\text{N} ({}^3\text{He}, \alpha) {}^{14}\text{N}$

**1973**

ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

P15 - 7515

Г.М.Осетинский, Я.Тыкэ, Б.Фрышин

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИИ  $^{15}\text{N} ({}^3\text{He}, \alpha) {}^{14}\text{N}$

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

## Введение

За последние годы опубликован ряд экспериментальных работ, целью которых являлось выяснить, насколько реакции с  ${}^3\text{He}$  являются удобным инструментом для определения одночастичного спектроскопического фактора. Рассматривается несколько возможных путей такой проверки. Это могут быть: сравнение результатов реакции ( ${}^3\text{He}, \alpha$ ) с результатами реакции  $(p, d)$  ( $d, t$ ), где спектроскопический фактор на одних и тех же ядрах должен быть один и тот же; исследование независимости спектроскопического фактора от энергии и т.д. В понимании причин, вызывающих несогласие экспериментальных значений сечений с расчетами, имеется определенный прогресс. Указывается, что такими причинами могут являться - сложный механизм реакции, где наряду с прямым процессом существенен вклад механизма составного ядра, наличие рассогласования орбитальных моментов во входном и выходном каналах реакции /1/, обмен кластерами /2/ и т.д.

Основная группа работ, рассматривающая возможность определения спектроскопического фактора, относится к области энергий взаимодействия, больших  $10\text{ МэВ}$ , где прямой процесс взаимодействия является преобладающим. Вопрос об области применимости борновского приближения искаженных волн при меньших энергиях /меньше  $5\text{ МэВ}$ /, где указанные выше причины несогласия проявляются более отчетливо, изучен недостаточно, и проведение исследований в этом направлении, несомненно, имеет теоретический интерес. К одной из работ этого направления и следует отнести исследование

реакции  $^{15}\text{N}(^3\text{He}, \alpha)^{14}\text{N}$ , представленное в данной статье. Интерес к исследованию этой реакции связан также с получением информации, относящейся к возбужденным состояниям ядра  $^{18}\text{F}$ , данные о котором в интервале исследуемых энергий возбуждения составного ядра  $^{18}\text{F}$  /15,8-17,7 МэВ/ весьма ограничены.

### §1. Методика измерений

Работа выполнена на пучке ионов  $^3\text{He}$  электростатического генератора ЭГ-5 ОИЯИ. В работе использовались газовые мишени двух типов: "длинная мишень" - для измерений дифференциальных сечений и "точечная", для измерений угловых распределений. Мишени наполнялись  $^{15}\text{N}$  концентрации 98,5% до давления ~ 40 тор.

Измерения кривых возбуждения и угловых распределений  $\alpha$ -частиц из реакции производились одновременно пятью низкоомными кремниевыми поверхностно-барьерными детекторами, установленными в камере рассеяния. Один из них, монитор, устанавливался под углом  $30^\circ$ . Остальные располагались на кронштейне, который мог вращаться относительно оси камеры, обеспечивая измерение выхода реакции в интервале углов  $2-165^\circ$  в л.с. координат. Схема опыта, блок-схема регистрации импульсов, методика измерений и методика расчетов дифференциальных сечений и угловых распределений аналогичны указанным ранее /3/. Вследствие наличия примеси  $^{14}\text{N}$  (~0,5%) в газе мишени, из результатов для дифференциальных сечений и угловых распределений для групп  $a_0$  и  $a_1$  исследуемой реакции, вычитался вклад групп  $a_0$  и  $a_1$  из реакции  $^{14}\text{N}(^3\text{He}, \alpha)^{13}\text{N}$ , поскольку /в соответствии с кинематикой реакции/ импульсы  $\alpha$ -частиц реакции  $^{14}\text{N} + ^3\text{He}$  регистрируются в тех же каналах амплитудного анализатора, что и импульсы основной реакции.

Поправка /1-4%/ бралась из проведенных нами измерений дифференциальных сечений и угловых распределений этой реакции. Полные сечения определялись интегрированием угловых распределений.

### §2. Результаты измерений

Измерены дифференциальные сечения реакции  $^{15}\text{N}(^3\text{He}, \alpha)^{14}\text{N}$  для групп  $a_0, a_1, a_2$  под углами  $45^\circ, 90^\circ, 135^\circ$  в лабораторной системе координат. Для групп  $a_3, a_4$  дифференциальные сечения измерены под углами  $90^\circ, 135^\circ$ . Результаты измерений представлены на рис. 1 и 2. Измерения проводились в интервале энергий 1,98-4,2 МэВ с шагом ~ 40 кэВ. Как видно из рисунков, кривые возбуждения для всех групп  $\alpha$ -частиц имеют структуру с широкими максимумами. Четко выраженных резонансов, которым можно было бы приписать определенные уровни составного ядра  $^{18}\text{F}$ , нет.

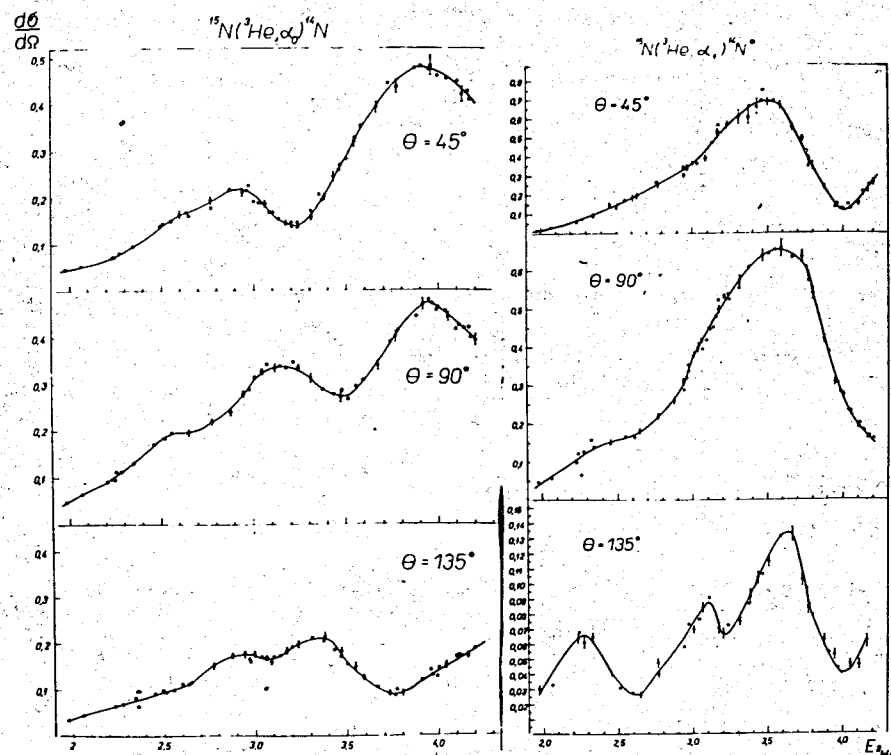


Рис. 1. Дифференциальные сечения реакции  $^{15}\text{N}(^3\text{He}, \alpha)^{14}\text{N}$  для групп  $a_0, a_1$  под углами  $45^\circ, 90^\circ, 135^\circ$  в лабораторной системе координат. По оси абсцисс - энергия в МэВ. По оси ординат -  $d\sigma/d\Omega$  в мб/стерад.

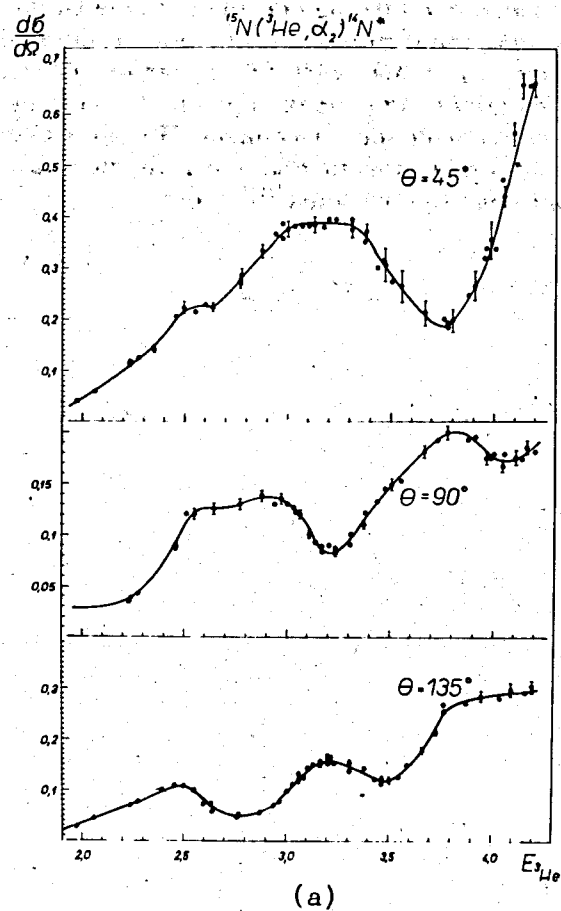
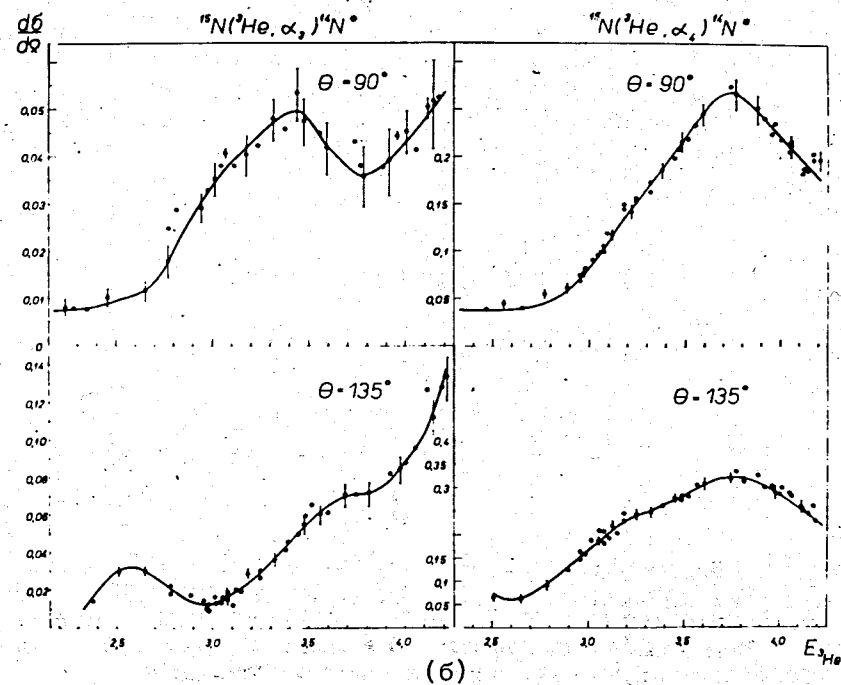


Рис. 2(а) Дифференциальные сечения реакции  $^{15}\text{N}(^3\text{He}, \alpha)^{14}\text{N}$  для групп  $\alpha_2$  (а),  $\alpha_3, \alpha_4$  (б) под углами  $45, 90, 135^\circ$  в лабораторной системе координат. По оси абсцисс - энергия  $^3\text{He}$  в МэВ, по оси ординат  $d\sigma/d\Omega$  в мб/стерад.

На рис. 3 приведены результаты измерений угловых распределений для групп  $\alpha_0$  и  $\alpha_1$  в интервале углов /в системе ц.м./ от  $2,2$  до  $171$  и  $5$  до  $141^\circ$  соответственно. Представленные на рисунке ошибки - статистические. Для групп  $\alpha_3, \alpha_4$  ошибки включают неопределенность, связанную с выделением этих групп на энергетическом спектре.

Средняя квадратичная ошибка измерений дифференциальных и полных сечений для групп  $\alpha_0, \alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \alpha_4$  представлена в табл. 1.

Ошибка в определении энергии пучка ионов  $^3\text{He}$  в центре мишени не превышает  $\pm 30$  кэВ. Разброс по энергии пучка при прохождении им входного окошка мишени составляет для "длинной" мишени  $\sim 20$  кэВ. Для "точечной"  $\sim 40$  кэВ. На рис. 4 представлены полные сечения реакции  $^{15}\text{N}(^3\text{He}, \alpha_0)^{14}\text{N}, ^{15}\text{N}(^3\text{He}, \alpha_1)^{14}\text{N}$ , полученные в результате интегрирования угловых распределений в интервале углов  $2-165^\circ$  и  $5-142^\circ$  соответственно.



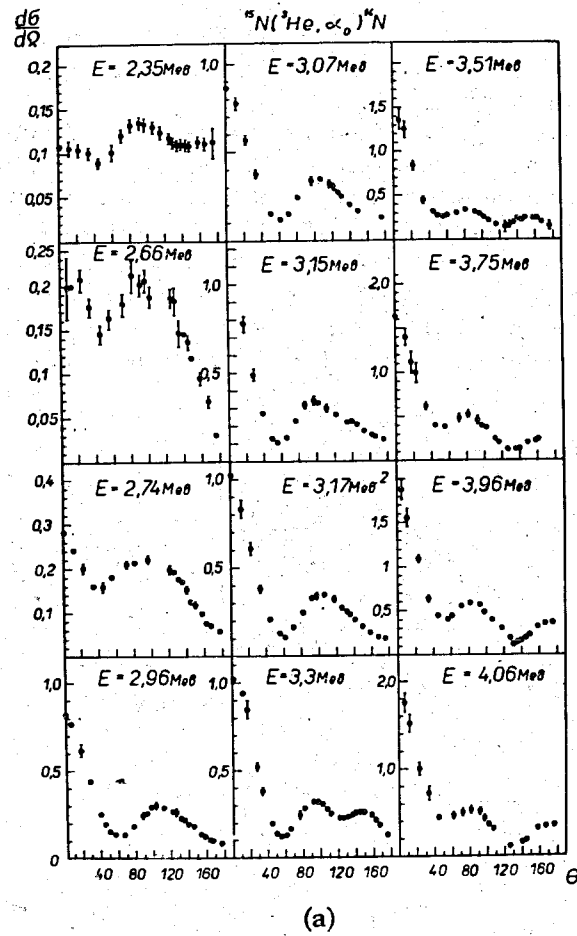


Рис. 3. Угловые распределения  $\alpha$ -частиц реакции  $^{15}\text{N}(^3\text{He}, \alpha_0)^{14}\text{N}$  (a)  $^{15}\text{N}(^3\text{He}, \alpha_1)^{14}\text{N}$  (б). По оси абсцисс - угол в системе центра масс. По оси ординат - дифференциальное сечение в мб/стерад в системе центра масс. Приведенные на рисунке ошибки статистические.

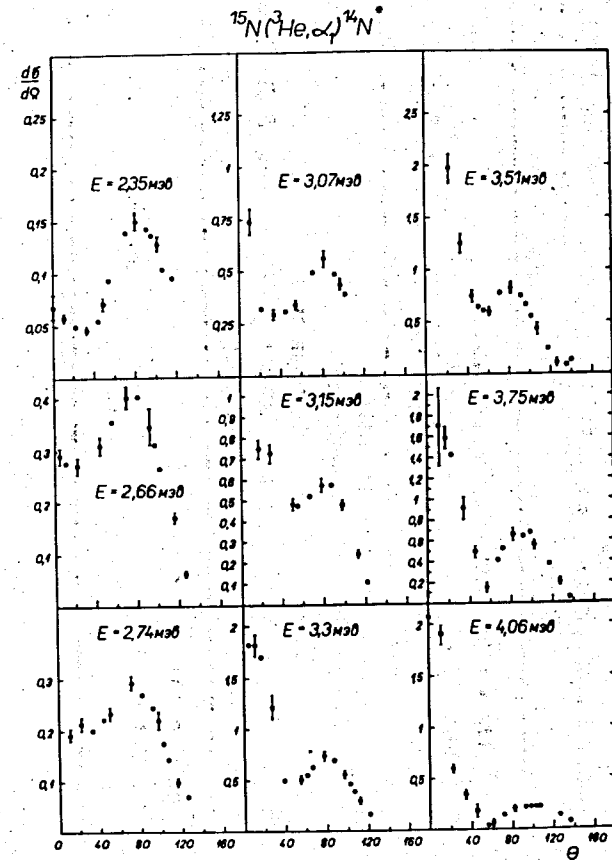


Таблица 1

Средняя квадратичная ошибка измерений в %		Реакция $^{15}\text{N}(^3\text{He}, \alpha)^{14}\text{N}$				
		$\alpha_0$	$\alpha_1$	$\alpha_2$	$\alpha_3$	$\alpha_4$
Дифференциальные сечения	Статисти- ческая ошибка	1,5+3	2+4	2+4	6+10	4+5
	Полная ошибка абсолютных значений сечения	3+4	3+5	3+5	7+10	6+7
Полные сечения		не больше 6				

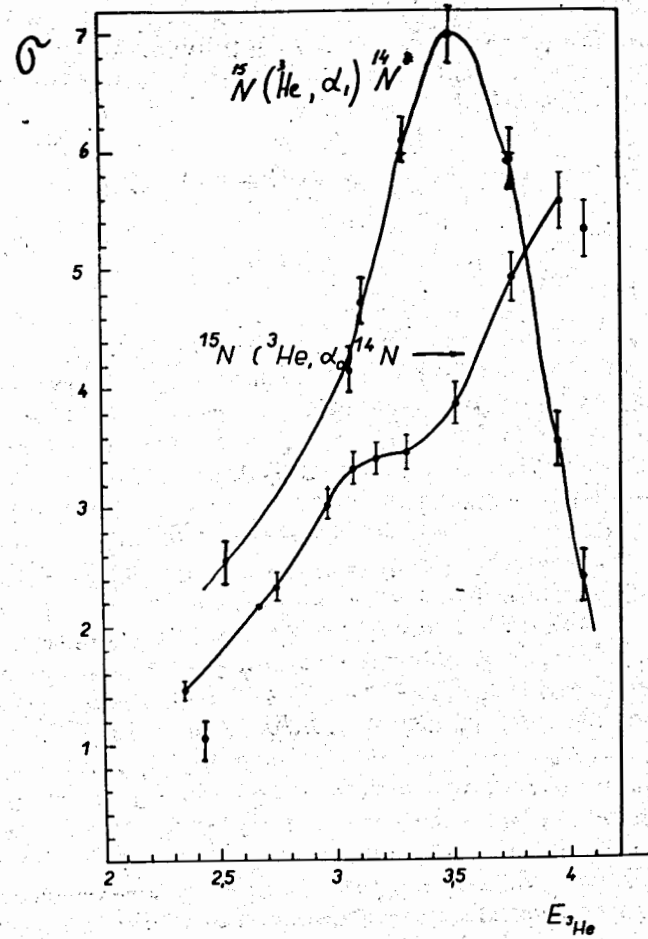


Рис. 4. Пронтегрированные по углам полные сечения реакции  $^{15}\text{N}(^3\text{He}, \alpha_0)^{14}\text{N}$ ,  $^{18}\text{N}(^3\text{He}, \alpha)^{14}\text{N}$  в диапазоне углов  $2-162^\circ$  и  $5-142^\circ$  соответственно. По оси абсцисс - энергия в МэВ. По оси ординат - сечение реакции в миллибарнах.

### §3. Обсуждение результатов

Форма кривых возбуждения и угловых распределений указывает; что в сечение реакции  $^{15}\text{N}(^3\text{He},\alpha)^{14}\text{N}$  существенен вклад как механизма составного ядра, так и прямого механизма взаимодействия. Учитывая это, сечение реакции можно представить в виде:

$$\begin{aligned} \langle \frac{d\sigma}{d\Omega} \rangle &= \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{прямой процесс}} + \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{сост. ядро}} = \\ &= Nc^2 \sum_{\ell, j} S_{\ell, j} \sigma_{\ell, j}^{\text{БПИВ}} + A \langle \sigma \rangle_{\text{X-}\Phi} \end{aligned} \quad /1/$$

где скобки  $\langle \rangle$  означают усреднение по области энергий  $\Delta E$  большей ширины уровней составного ядра  $\sqrt{\Gamma-150 \text{ кэВ}}/4$ . В настоящей работе усреднение проводилось по области энергий  $\Delta E \sim 400 \text{ кэВ}$ .  $N$  - нормировочный коэффициент. Согласно /5,6/,  $N=21$ ,  $C$  - коэффициент Клебша-Гордона для изоспинов участвующих частиц,  $S_{\ell, j}$  - спектроскопический фактор.  $\sigma_{\ell, j}^{\text{БПИВ}}$  - дифференциальное сечение прямого механизма реакции, рассчитываемое методом борновского приближения искаженных волн /7/,  $\ell, j$  - орбитальный и полный моменты нейтрона, захваченного из ядра,  $\langle \sigma \rangle_{\text{X-}\Phi}$  - дифференциальное сечение части реакции, описываемое теорией Хаузера-Фешбаха. Для расчета дифференциального сечения по БПИВ и теории Хаузера-Фешбаха необходимы значения параметров оптических потенциалов во входном и выходном каналах. Из большого числа опробованных комбинаций в конечном итоге в расчетах использовались оптические потенциалы, взятые для входного канала из работы /8/, для выходного - близкие к параметрам лучшей подгонки упругого рассеяния  $\alpha$ -частиц на  $^{14}\text{N}$ . Последние получены на основании обработки экспериментальных результатов по упругому рассеянию  $\alpha$ -частиц на  $^{14}\text{N}$  при  $E_{\alpha} = 19,2 \text{ МэВ}$ , взятых из работы с помощью программы "Кастор" /10/. Расчеты проводились на электронно-вычислительной машине /10/ - 1604А с использованием в качестве начальных параметров данных работы /11/. Используемые в расчетах параметры представлены в табл. 2.

Таблица 2

Канал реакции	V МэВ	$\gamma$	$\alpha$	$\gamma$	W	$\gamma$	$\alpha$
		fm	fm	fm	МэВ	fm	fm
$^{15}\text{N} = ^3\text{He}$	150	0,99	0,829	1,40	16,0	1,81	0,592
$\alpha + ^{14}\text{N}$	200	1,375	0,555	1,20	8,93	1,375	0,555



#### §4. Расчет сечения реакции методом Хаузера-Фешбаха

Расчет дифференциального сечения проводился по формуле /12/:

$$\left\langle \frac{d\sigma}{d\Omega} \right\rangle_{X-\Phi} = \lambda^2 A \sum_{S, \ell, S', \ell', L, J} B_{\ell \ell', SS'}^{L, J} \frac{T_{c\ell} T_{c'\ell'}}{2J+1} \exp \frac{J(J+1)}{2\sigma^2} \dots,$$

где  $2\pi\lambda$  - дебройлевская длина волны во входном канале,  $J$  - спин составного ядра,  $T_{c\ell}$  - коэффициенты трансмиссии для  $\ell$  - парциальной волны в канале  $c$ ,  $B_{\ell \ell', SS'}^{L, J}$  - геометрические коэффициенты,  $\sigma$  - параметр обрезания по спину, равный, согласно работе /4/, - 1,87.

Коэффициент

$$A = N \frac{1}{2\pi(2i+1)(2l+1)} \frac{D_0}{\Gamma} \quad /3/$$

является подгоночным параметром, так как он содержит фактор ослабления  $N$ , который теоретически рассчитать нельзя. В формуле /3/  $D_0$  - среднее расстояние между уровнями со спином 0 при соответствующей энергии возбуждения,  $\bar{\Gamma}$  - средняя полная ширина уровней составного ядра,  $i, l$  - спины падающей частицы и ядра-мишени.

Нормировка осуществлялась сравнением экспериментальных значений дифференциальных сечений с рассчитанными по формуле /2/.

Нормировка для групп  $a_0, a_1$  проводилась по угловым распределениям. Для этих каналов реакции существенную роль играет механизм прямого взаимодействия /см рис. 3/, поэтому проведенная нормировка дает для коэффициента  $A$  лишь предельно допустимое значение. Для каналов  $a_2, a_3, a_4$  нормировка проводилась по кривой возбуждения. Для групп  $a_3$  и  $a_4$  это оказывается совершенно достаточным, так как вклад механизма прямого подхвата нейтрона для этих состояний не-

значителен. Справедливость этого утверждения вытекает из обсуждения работ /13-15/.

Данные расчета коэффициента  $A$  для нескольких усредненных значений сечений представлены в табл. 3.

Для группы  $a_3 / E_{\text{возб.}} = 4,913 \text{ МэВ/}$ , из-за существующей в литературе неопределенности в знании  $J^\pi$  /16/, расчет проводился для двух значений:  $J^\pi = 0^-$  и  $J^\pi = 1^-$ . Как видно из таблицы, наблюдается некоторая энергетическая зависимость коэффициента  $A$  /следовательно, и  $N$  / от энергии  $\alpha$ -частиц в выходном канале. Близкое согласие одного из значений коэффициента  $A$  для третьего возбужденного состояния со значениями  $A$  для других каналов реакции указывает на то, что из двух значений спина и четности более предпочтительно принять значение  $J^\pi = 0^-$ . Выбор этого значения не противоречит экспериментальным данным ряда работ, напр. /17/, и находится в согласии с теоретическими расчетами, проводимыми в работах, напр. /14/. Большое значение  $A$  для реакции  $^{15}\text{N}(\alpha, n)^{14}\text{N}^*$  связано, по-видимому, с тем, что в этом канале вклад в сечение реакции дают уровни составного ядра с изотопическим спином  $T=1$ , в то время как в других - с  $T=0$ . В работе /18/ указыва-

лось, что  $\left(\frac{D_0}{\Gamma}\right)_{T=1} \neq \left(\frac{D_0}{\Gamma}\right)_{T=0}$ . Этим и можно объяснить полу-

ченное различие. В расчеты Хаузера-Фешбаха поправка Мольдауэра не вводилась, поскольку при большом числе открытых каналов /как это имеет место в нашем случае/ ее величина близка к 1 /19/.

#### §5. Спектроскопические факторы

Спектроскопические факторы определялись сравнением рассчитываемых значений дифференциальных сечений /по формуле 1/ с экспериментальными под углом  $5^\circ$  для группы  $a_0$ , и  $11^\circ$  - для группы  $a_1$ . При расчете сечения реакции по БПИВ предполагался подхват  $1p_{1/2}$  нейтрона. Волновая функция подхваченного нейтрона рассчитывалась в потенциале Вудса-Саксона с обычными параметрами. В качестве примера на рис. 5 приведены усреднен-

Таблица 3

Средняя энергия $E_{^3\text{He}}$	Каналы реакции $^{15}\text{N}(^3\text{He}, \alpha) ^{14}\text{N}$				
	$\alpha_0$	$\alpha_1$	$\alpha_2$	$\alpha_3$	$\alpha_4$
3,06	$\leq 0,00032$			$J^{\pi}=0^-$	$J^{\pi}=1^-$
3,3	$< 0,001$			0,00040	0,00012
3,92	$\leq 0,00028$	$\leq 0,00030$	$\leq 0,00049$	0,00042	0,00011
				0,00045	0,00014

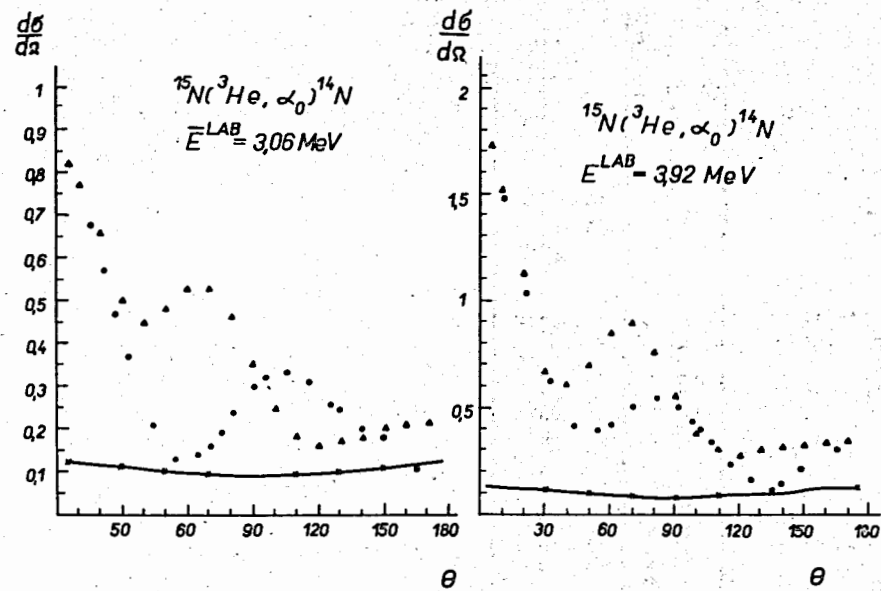


Рис. 5. Угловые распределения реакции  $^{15}\text{N}(^3\text{He}, \alpha) ^{14}\text{N}$ . Сплошная кривая получена в результате расчетов по Хаузеру-Фешбаху.  $\Delta$  - сумма вкладов сечений реакции, рассчитанных по БПНВ + Хаузер-Фешбах.  $\circ$  - экспериментальные данные. По оси абсцисс  $\theta$  в системе центра масс, по оси ординат  $d\sigma/d\Omega$  мб/стерад,  $S = 1,20$ ,  $A = 0,0003$ .

ные по энергии угловые распределения реакции  $^{15}\text{N}(^3\text{He}, \alpha) ^{14}\text{N}$ ; а также кривая суммы сечений обоих механизмов реакции. На рис. 6 приведены экспериментальные значения дифференциальных сечений этой реакции под углом  $5^\circ$ . На том же рисунке приведены расчетные значения сечения реакции под этим же углом. В качестве среднего значения спектроскопического фактора в области энергий 2,5 - 4 МэВ принималось  $S = 1,20$ . Как видно из рисунка, начиная с энергий  $\sim 3$  МэВ, согласие вполне удовлетворительное. Это значение  $S$  находится в хорошем согласии с результатами других экспериментальных работ. Они приведены в табл. 4.

Таблица 4

Спектроск. фактор	Данные	Тип реакции (эксперимент. данные)						Теоретические данные		
		Ссылки на литературу								
	наст.	( $\tau, \alpha$ ) (p,d)	(d,p)	(d,n)	(d,n)	(d,n)	(d,p)			
	раб.	/20/	/13/	/21/	/22/	/23/	/24/	/25/	/26/	/27/
S	1,20	1,20	1,27	1,22	1,08	1,08	0,94	1,31	1,459	1,42

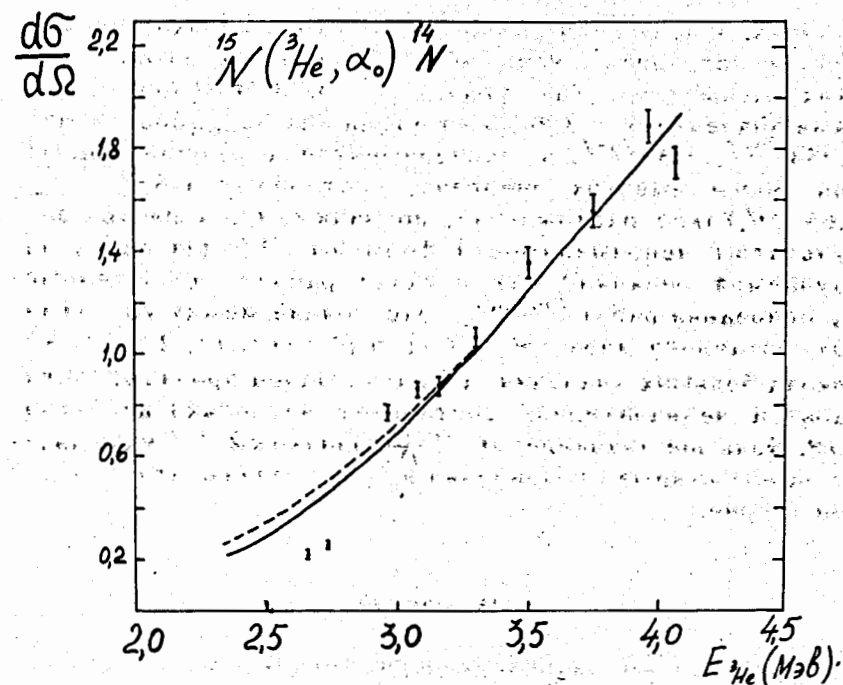


Рис. 6. Расчетная кривая сечения реакции  $^{15}\text{N}(^3\text{He}, \alpha)^{14}\text{N}$  под углом  $5^\circ$  с учетом вклада компаунд-ядра методом Хаузера-Фешбаха /сплошная кривая  $S = 1,2$ ,  $A = 0,0003$ . Пунктирная кривая - расчет без учета вклада составного ядра /  $S = 1,38$ /. По оси абсцисс энергия в МэВ. По оси ординат  $d\sigma/d\Omega$  мб/стерад.

Отметим, что с помощью выбранных значений параметров оптического потенциала удалось хорошо описать сечение реакции  $^{14}\text{N}(^3\text{He}, \alpha)^{13}\text{N}$ . Результаты этой работы будут опубликованы.

Совершенно иная картина имеет место для спектроскопического фактора, извлекаемого из реакции  $^{15}\text{N}(^3\text{He}, \alpha)^{14}\text{N}^*$  ( $T=1$ ). При использовании тех же параметров оптических потенциалов, что и для реакций  $^{15}\text{N}(^3\text{He}, \alpha)^{14}\text{N}$ ,  $^{14}\text{N}(^3\text{He}, \alpha)^{13}\text{N}$ , согласия между экспериментальным и теоретическим значением спектроскопического фактора получить не

удалось. Имеющееся расхождение столь велико, что его нельзя устранить сколь-нибудь разумным изменением этих параметров. Так, при  $E_{\alpha} = 3,96 \text{ МэВ}$  полученное нами значение  $S = 3,86$ , в то время как  $S_{\text{теор.}}$  составляет  $1,253^{/26/}$ ,  $1,34^{/27/}$ .  $S$  экспериментальные, извлеченные при более высоких энергиях, составляют  $1,5^{/13,20/}$ ,  $1,65^{/28/}$ . Такое расхождение, по-видимому, является результатом неприменимости формулы /1/ для описания изучаемой реакции. Как показал расчет, проведенный на основании работ /29,30/, расстояние между уровнями ( $D$ ) составного ядра  $^{18}\text{F}$  с  $T=1$  и  $J^{\pi} = 0^+, 1^-, 2^+, 3^-, 4^+$  /вклад больших значений  $J^{\pi}$  из-за малой проицаемости барьера незначителен/ составляет несколько десятков кэВ. Большое значение  $D / \frac{1}{D}$  близко к  $2^{/31/}$  указывает на возможные ограничения в применении статистической теории.

#### Заключение

Проведенный анализ экспериментальных данных методом БПИВ с учетом вклада механизма составного ядра по методу Хаузера-Фешбаха показал возможность получения спектроскопического фактора при исследовании реакции ( $^3\text{He}, \alpha$ ) в области малых энергий. Для этого необходимо проведение измерений кривых возбуждений и измерение угловых распределений при нескольких энергиях.

Наблюдающиеся на кривых возбуждения широкие максимумы в настоящий момент не имеют достаточно обоснованного объяснения. Не исключено, что эта картина частично связана с сильной интерференцией прямого и резонансного процесса взаимодействия.

Авторы благодарны Г.Шульцу, Г.Вибики, Л.Краснову и В.Фурману за помощь в использовании их программ и полезные обсуждения, а также Сон Вон Наму и М.В.Савенковой за помощь в работе.

#### Литература

1. R.Stock, R.Bock, P.David, M.M.Dumm and T.Tamura. Nucl.Phys., A104, 136 (1967).
2. W.Bohne, H.Homeyer, H.Lettau, H.Morgenstern, J.Scheer, F.Sichelschmidt. Nucl.Phys., A128, 537 (1969).
3. М.Абузейд, Г.М.Осетинский, Я.Тыкэ, Б.Фрыцин. Сообщение ОИЯИ, P15-7121, Дубна, 1973.
4. T.G.Dzubay. Phys.Rev., 158, 977 (1967).
5. T.K.Lim. Nucl.Phys., A148, 299 (1970).
6. H.G.Leihton and A.C.Wolfe. Nucl.Phys., A151, 71 (1970).
7. К.А.Гриднев, А.В.Краснов, И.М.Кухтина, В.К.Лукьянов, В.И.Никитина, В.И.Фурман. Препринт ОИЯИ 2458, Дубна, 1965.
8. G.H.Herling, L.Cohen and J.D.Silverstein. Phys.Rev., 178, 1551 (1969).
9. W.D.Ploghe. Phys.Rev., 122, 1231 (1961).
10. H.Schultz, H.J.Wibike. Preprint JINR E4-5350, Dubna, 1970.
11. B.T.Lucas, D.R.Ober and O.E.Johnson. Phys.Rev., 167, 990 (1968).
12. W. vonWitsch, P. vonBrentano, T.Mayer-Kuckuk and A.Richter. Nucl.Phys., 80, 394 (1966).
13. J.L.Snelgrove, E.Kasmy. Phys.Rev., 187, 1259 (1969).
14. W.W.True. Phys.Rev., 130, 1530 (1963).
15. S.Lie and T.Engeland. Nucl.Phys., A169, 617 (1971).
16. F.Aizenberg-Selove. Nucl.Phys., A152, 1 (1970).
17. C.H.Holbrow, R.Middleton and R.Rosner. Phys.Rev., 152, 970 (1966).
18. F.S.Chang, J.B.French and T.H.Thio. Ann.Phys., 66, 137 (1971).
19. P.Marmier and E.Sheldon. Physics of Nuclei and Particles. vol. II (Academic Press, New York, 1970).
20. W.Bohne, H.Homeyer, H.Lettau, H.Morgenstern, J.Scheer and F.Sichelschmidt. Nucl.Phys., A154, 105 (1970).
21. J.P.Schmiffer, G.C.Morrison, R.H.Siemssen, B.Zeidman. Phys.Rev., 164, 1274 (1967).
22. R.C.Ritter, E.Sheldon and M.Strang. Nucl.Phys., A140, 609 (1970).
23. S.Mubarakmand, B.E.F.Macefield. Nucl.Phys., A98, 82 (1967).
24. J.Bommer, H.Fuchs, K.Grabisch, V.Janetzki and G.Roschert. Nucl. Phys., A172, 618 (1971).
25. G.W.Phillips, W.W.Jacobs. Phys.Rev., 184, 1052 (1969).
26. S.Cohen, D.Kurath. Nucl.Phys., A101, 1 (1967).
27. S.Varma, P.Goldhammer. Nucl.Phys., A152, 193 (1969).
28. G.Kaschl, G.Mairle, H.Mackh, D.Hartwig and V.Schwinn. Nucl. Phys., A178, 275 (1971).
29. P.E.Hodgson in Nuclear Reactions and Nuclear Structure, Clarendon Press, Oxford 1971.
30. W.A.Schier and J.D.Reber. Phys.Rev., 181, 1371 (1969).
31. P.J.Dallimore and I.Hall. Nucl.Phys., 88, 193 (1966).

Рукопись поступила в издательский отдел  
24 октября 1973 года.