

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



С343g  
А-177

P15 - 7216

У428/2-73

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

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИИ  $^{15}\text{N} (^3\text{He}, p) ^{17}\text{O}$

**1973**

ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

P15 - 7216

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

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИИ  $^{15}\text{N} (^3\text{He}, p) ^{17}\text{O}$

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

## Введение

Исследование реакции двойного срыва является весьма перспективным методом изучения возбужденных состояний ядер и предположений относительно их структуры. Так, например, в проводимом в настоящей работе исследовании реакции  $^{15}\text{N}(^3\text{He}, p)^{17}\text{O}$  для ядра  $^{17}\text{O}$  известна структура основного ( $\frac{5}{2}^+$ ) и первого возбужденного состояний ( $\frac{1}{2}^+$ ) - она одночастичная и хорошо изучена в реакции срыва и подхвата одного нуклона. Вопрос о структуре второго возбужденного состояния этого ядра до сих пор не решен, и в ряде теоретических работ приводятся по этому поводу противоречивые предположения [1-5]. В этой связи новое рассмотрение реакции  $^{15}\text{N}(^3\text{He}, p_2)^{17}\text{O}^*$  может явиться решающей проверкой предположений о структуре этого состояния. Интерес к реакции  $^{15}\text{N}(^3\text{He}, p)^{17}\text{O}$  связан также с тем, что на кривых возбуждения реакции ( $^3\text{He}, p$ ) для ядра  $^{15}\text{N}$  и соседних с ним ядер наблюдаются широкие максимумы, природа которых недостаточно ясна. Представленные в настоящей работе результаты измерений энергетических зависимостей дифференциальных и полных сечений каналов  $p_0, p_1, p_2, p_3, p_4$  реакции  $^{15}\text{N}(^3\text{He}, p)^{17}\text{O}$  могут оказаться полезными для выяснения этой структуры.

## Методика эксперимента

Измерения проводились на пучке ионов  $^3\text{He}$  электростатического генератора ОИЯИ. Ионы  $^3\text{He}$ , пройдя ионопровод и коллиматор диаметром 1,8 мм, длиной 110 мм, попадают на газовую мишень, установленную

в центре камеры рассеяния. В работе использовались мишени двух типов: "длинная" мишень для измерений дифференциальных сечений под углами  $45^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $135^\circ$  и "точечная" для измерения угловых распределений. Мишени наполнялись азотом-15 концентрации 98,5% до давления ~40 мм рт.ст. Выход протонов из реакции измерялся поверхностно-барьерными детекторами с дрейфом лития. Конструкция камеры и мишеней, методика измерений, расчетные формулы дифференциальных и полных сечений аналогичны описанным ранее <sup>16,71</sup>.

### Результаты измерений

На рис. 1, 2 и 3 представлены результаты измерений дифференциальных сечений реакций  $^{15}\text{N}(^3\text{He}, p_0)^{17}\text{O}$ ,  $^{15}\text{N}(^3\text{He}, p_1)^{17}\text{O}$ ,  $^{15}\text{N}(^3\text{He}, p_2)^{17}\text{O}$ ,  $^{15}\text{N}(^3\text{He}, p_3)^{17}\text{O}$ ,  $^{15}\text{N}(^3\text{He}, p_4)^{17}\text{O}$ , проведенных под углами  $45^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $135^\circ$  в лабораторной системе координат в интервале энергий 2,2 - 4,2 Мэв с шагом 60-90 кэв. На рис. 4 и рис. 5а показаны угловые распределения для протонов каналов  $p_0$ ,  $p_1$ ,  $p_2$  в этом же интервале энергий. Измерения выполнялись через каждые  $5-10^\circ$  в диапазоне углов  $2-165^\circ$  в лабораторной системе координат. На рис. 5б представлены полные сечения этих каналов реакций, полученные путем интегрирования угловых распределений.

Средние квадратичные ошибки измерений дифференциальных и полных сечений групп  $p_0$ ,  $p_1$ ,  $p_2$ ,  $p_3$ ,  $p_4$  приведены в табл. 1

Большая ошибка для канала  $p_4$  связана с неопределенностью в выделении этого пика на энергетическом спектре.

Ошибки в определении энергии ускоренных ионов  $^3\text{He}$  принимают значения от 1,5% до 0,7% при изменении энергии от 2 до 4,1 Мэв соответственно. Разброс по энергии падающих ионов  $^3\text{He}$  при прохождении входного окошка газовой мишени составляет: для "длинной" мишени ~20 кэв, для "точечной" мишени ~40 кэв.

Таблица 1

Средняя квадратичная ошибка измерений	Реакция $^{15}\text{N}(^3\text{He}, p)^{17}\text{O}$					
	$p_0$	$p_1$	$p_2$	$p_3$	$p_4$	
Дифференциальные сечения	Статистич. ошибка	2-3%	2-3%	2-3%	2-4%	15-20%
	Полная ошибка	3-4%	3-4%	3-6%	3-4%	15-20%
Полные сечения	не более 4%	не более 4%	не более 6%	-	-	

### Обсуждение результатов

Реакция  $^{15}\text{N}(^3\text{He}, p_0)^{17}\text{O}$ .

Угловые распределения протонов реакции  $^{15}\text{N}(^3\text{He}, p_0)^{17}\text{O}$  характеризуются значительной симметрией относительно  $90^\circ$ , что указывает на преобладающую роль в реакции механизма составного ядра. Расчеты, проведенные по методу Хаузера-Фешбаха при энергии 3,8 Мэв, дают симметричное угловое распределение, совпадающее по форме с усредненным по энергии экспериментальным угловым распределением /рис. 6а/. Расчеты, выполненные при этой же энергии по борновскому приближению с искаженными волнами с использованием подхода Глендиннга <sup>18/</sup>, ведут к существенно асимметричным угловым распределениям /кривая 2, рис. 6а/. Указанная кривая, рассчитанная по методу Хаузера-Фешбаха, соответствует отношению  $\frac{D_0}{\Gamma_0} = 0,040$ . При энергии 2,6 Мэв согласие теоретического углового распределения с экспериментом хуже. Отношение  $D_0/\Gamma_0$ , определенное по полному сечению, составляет 0,145.

Реакция  $^{15}\text{N}(^3\text{He}, p_1)^{17}\text{O}^*$

Как видно из рис. 4, угловые распределения реакции  $^{15}\text{N}(^3\text{He}, p_1)^{17}\text{O}^*$  указывают на растущий с энергией вклад механизма прямой передачи двух нуклонов. Расчет угловых распределений по методу искаженных волн предсказывает наличие максимума в области угла  $15^\circ$ , что не совпадает с экспериментально наблюдаемым под углом  $0^\circ$ . Причем проводимое при расчетах изменение /в разумных пределах/ параметров оптических потенциалов не приводит к согласию. Отметим, что такое несоответствие расчетов по БПИВ с данными эксперимента связано с наложением ряда неблагоприятных факторов, обсуждаемых в работах /9-12/. К ним в первую очередь следует отнести:

1. Большое  $Q$  реакции, приводящее к так называемому рассогласованию орбитальных моментов во входном и выходном каналах реакции.

2. Имеющая место передача нуклонов различным подоболочкам.

3. Неопределенность значения изотопического спина пары передаваемых нуклонов.

При энергии  $E_{^3\text{He}} = 2,6$  Мэв, когда преобладает механизм составного ядра, расчеты по методу Хаузера-Фешбаха дают отношение  $D_0/\Gamma_0 = 0,186$  /определено по кривой полных сечений/.

Реакция  $^{15}\text{N}(^3\text{He}, p_2)^{17}\text{O}^*/Q = 3,06$  Мэв/

Исследование этого канала реакции представляет наибольший интерес, поскольку полученные экспериментальные результаты позволяют определить, какая из предлагаемых волновых функций для второго возбужденного состояния  $^{17}\text{O}$  является предпочтительней. Весьма надежное и облегченное теоретическое описание этого канала возможно благодаря относительно небольшому  $Q$  реакции и имеющей место передаче двух нуклонов в одну подоболочку. /Как было указано в предыдущем параграфе, в случае передачи двух нуклонов

различным подоболочкам /9,11,12/ описание реакции затруднено/. К моменту начала настоящей работы были предложены три выражения для волновой функции второго возбужденного состояния  $^{17}\text{O}$ . В первом из них рассматривалось второе возбужденное состояние ядра  $^{17}\text{O}$  как конфигурация  $(sd)^4 p_{1/2}^{-3}$  /нейтрон в подоболочке  $1p_{1/2}$  и четыре нуклона в оболочке  $(sd)$  /, что было теоретически и экспериментально обосновано в ряде работ /1-3,13/. Однако такая конфигурация ведет к нулевым значениям спектроскопических амплитуд и, следовательно, дифференциальных сечений реакции прямой передачи двух нуклонов, что явно противоречит нашим экспериментальным результатам.

В 1965 году Марголис и Такакси /4/ предложили выражения для волновой функции этого состояния ядра  $^{17}\text{O}$  в виде

$$\begin{aligned} \langle ^{17}\text{O}_{3,06} \rangle = & -0.2 | d_{5/2}^2 (1.0) p_{1/2}^{-1} \rangle - 0.13 | s_{1/2}^2 (1.0) p_{1/2}^{-1} \rangle + \\ & + 0.14 | d_{5/2} d_{3/2} (1.0) p_{1/2}^{-1} \rangle + 0.85 | d_{5/2}^2 (0.1) p_{1/2}^{-1} \rangle + \\ & + 0.3 | s_{1/2}^2 (0.1) p_{1/2}^{-1} \rangle + 0.17 | d_{5/2} (0.1) p_{1/2}^{-1} \rangle \dots \quad /1/ \end{aligned}$$

Здесь в скобках указаны значения  $(J, T)$ , где  $J, T$  - полный спин и изоспин пары передаваемых нуклонов.

Указанная функция описывает положение энергетического уровня, данные по  $\beta^-$ -распаду  $^{17}\text{N}$ , а также данные реакции  $^{16}\text{O}(d, p)^{17}\text{O}$ . В 1969 году Бобкер /5/, пытаясь получить лучшее согласие теоретических расчетов энергии возбуждения с экспериментальными данными, пришел к волновой функции вида

$$\begin{aligned} \langle ^{17}\text{O}_{3,06} \rangle = & 0.076 | d_{5/2}^2 (1.0) p_{1/2}^{-1} \rangle + 0.093 | s_{1/2}^2 (1.0) p_{1/2}^{-1} \rangle - \\ & - 0.53 | d_{5/2}^2 (0.1) p_{1/2}^{-1} \rangle - 0.282 | s_{1/2}^2 (0.1) p_{1/2}^{-1} \rangle + \\ & + 0.791 | (sd)^4 p_{1/2}^{-3} \rangle \dots \quad /2/ \end{aligned}$$

Основное различие между /1/ и /2/ состоит в присутствии в /2/ конфигурации  $(sd)^4 p_{1/2}^{-3}$ , не дающей вклада в механизм прямой передачи двух нуклонов, что приводит к теоретическим значениям дифференциальных сечений, отличающимся друг от друга примерно в два раза. Теоретические расчеты, проведенные по методу искаженных волн Гленденнинга /8/ с учетом вклада механизма составного ядра по методу Хаузера-Фешбаха /14,15/ и с использованием параметров оптического потенциала табл. 2, представлены на рис. 6б. Подгонка теоретических расчетов к экспериментальным данным проводилась по формуле вида

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = RN\sigma^{\text{бпив}} + \frac{D_0}{\Gamma_0} <\sigma(\theta)>. \quad /3/$$

Здесь  $N\sigma^{\text{бпив}}$  - дифференциальное сечение прямой передачи двух нуклонов;  $N$  - коэффициент нормировки, принятый нами согласно работе /16/ равным 310.  $R$  - коэффициент перенормировки. Его значение, близкое к единице, подтверждает правильность предположений относительно введенных в расчет волновых функций начального и конечного ядра. Фактор ослабления в формуле /3/ не учитывался.

Второе слагаемое в уравнении /3/ является дифференциальным сечением, рассчитываемым по методу Хаузера-Фешбаха. Величина  $1/\Gamma_0$  рассматривается здесь как подгоночный параметр. Экспериментальные точки, указанные на рис. 6, соответствуют усредненным значениям дифференциальных сечений, измеренных при энергии 3,5; 3,8; 3,94 Мэв.

Как видно из рисунка, кривые, проведенные с использованием волновых функций Марголиса и др. и Бобкера, дают одинаково хорошее согласие относительно хода теоретических угловых распределений с экспериментальными. Для получения согласия по абсолютному значению данные Марголиса требуют большой перенормировки абсолютных значений дифференциальных сечений  $/R = 0,487/$ , рассчитанных по БПИВ. С другой стороны, волновая функция Бобкера приводит к диффе-

Таблица 2

Канал реакции	V	r fm	a fm	W	r'	a'	r <sub>c</sub> погл.	Тип	Лит-ра
<sup>15</sup> N + <sup>3</sup> He	160	1,3	0,63	18	1,3	0,63	1,3	S	/21/
<sup>17</sup> O + p	47,96	1,25	0,65	6,55	1,25	0,47	1,25	D	/22/

S, D - объемное и поверхностное поглощение.

рещиальному сечению, не требующему перенормировки  $/R=0,96/$ , и тем самым находится в хорошем согласии с нашими экспериментальными результатами.

Вклад механизма составного ядра, рассчитываемый по методу Хаузера-Фешбаха, соответствует отношению  $D_0/\Gamma_0$ , равному 0,057. В расчетах параметр отсечки по спине принимался равным -2. Коэффициенты трансмиссии вычислялись по оптической модели с использованием параметров оптических потенциалов, приведенных в табл. 2. При энергии ускоренных ионов  ${}^3\text{He}$   $E_{\text{He}} = 2,6$  Мэв вклад механизма составного ядра становится большим, что делает полное теоретическое описание углового распределения невозможным. Расчеты по методу Хаузера-Фешбаха, выполненные при этой энергии, дают лишь оценку верхней границы значения  $D_0/\Gamma_0$ .

Согласно оценке  $D_0/\Gamma_0 < 0,316$ .

Составное ядро  ${}^{18}\text{F}$

Интервал энергий, в пределах которого проведены настоящие исследования, соответствует области возбуждения составного ядра  ${}^{18}\text{F}$  16,0 - 17,6 Мэв. Для этой области возбуждения нами получены данные о средних полных ширинах ( $\Gamma_0$ ) уровней со спином нуль. Эти данные представлены в табл. 3. В этой же таблице приведены результаты  $\bar{\Gamma}_0$ , взятые из нашей работы<sup>/17/</sup>.

Оценка энергии когерентности была сделана на основании автокорреляционной функции, построенной для кривой возбуждения реакции  ${}^{15}\text{N}({}^3\text{He}, p_0){}^{17}\text{O}$  под углом  $135^\circ$ , где амплитуда флюктуаций наибольшая. Величина среднего расстояния между уровнями со спином 0, обозначенная  $D$ , рассчитывалась по статистической модели<sup>/17,18/</sup>. Для энергий возбуждения 16,2 и 17,3 Мэв величина  $D_0$  составляет 16,2 и 11,7 кэв соответственно. Справедливость проведенной оценки была проверена на примере расчета среднего расстояния между уровнями со спином 6, экспериментальное значение которого согласно работе<sup>/19/</sup> составляет 200 кэв. Соответствующее

Таблица 3

Тип реакции	$D_0/\Gamma_0$		$\bar{\Gamma}_0$ (кэв)	Когерентная ширина (кэв)
	$E^* = 16,2 \text{ Мэв}$	$E^* = 17,3 \text{ Мэв}$		
${}^{15}\text{N}({}^3\text{He}, d_0){}^{16}\text{O}$	0,052	0,014	310	840
${}^{15}\text{N}({}^3\text{He}, p_0){}^{17}\text{O}$	0,145	0,040	115	290
${}^{15}\text{N}({}^3\text{He}, p_1){}^{17}\text{O}^*$	0,186	-	87	-
${}^{15}\text{N}({}^3\text{He}, p_2){}^{17}\text{O}^*$	$\leq 0,32$	$< 0,057$	$\geq 51$	$\geq 205$
${}^{15}\text{N}({}^3\text{He}, p_3){}^{17}\text{O}^*$	$\leq 0,33$	-	$> 49$	-
${}^{15}\text{N}({}^3\text{He}, p_4){}^{17}\text{O}^*$	$\leq 0,109$	-	-	-
Dzubay <sup>/20/</sup>	-	-	-	162
				- 250

нашему  $D_0$  расчетное значение  $D^{6+}$  равняется 220кэв. Как видно из таблицы 3, значения  $\bar{\Gamma}_0$ , определенные различными методами, согласуются между собой и с данными работы /20/, несмотря на пренебрежение фактором ослабления, который может быть различным в различных каналах реакции. Полученные при исследовании реакции  $^{15}\text{N}(^3\text{He}, d_0)^{16}\text{O}$  /7/ завышенные значения  $\bar{\Gamma}_0 / E_{\text{возб.}} = 17,3$  Мэв/ связаны с малым вкладом механизма составного ядра в этой реакции, который приводит к большой ошибке определения  $\bar{\Gamma}_0/D_0$ .

Ход зависимости полных сечений различных каналов реакции от энергии характеризуется определенной нерегулярностью в области  $E_{3\text{He}} = 3,25$  Мэв. Соответствующая этой энергии  $E_{3\text{He}}$  энергия возбуждения ядра  $^{18}\text{F}$  хорошо совпадает с положением одного из резонансов с  $J^\pi = 7^-$  с  $\Gamma = 200$  кэв, который упоминался в работе /19/. Однако, как уже указывалось ранее /7/, наблюдаемые нерегулярности вряд ли могут быть отнесены к проявлению этого состояния.

Авторы благодарны Ким Сын Наму, И.Тыкэ, М.В.Савенковой за помощь в работе.

### Литература

1. R.F.Christy, W.A.Fowler. *Phys.Rev.*, 96, A851 (1954).
2. I.Unna, I.Talmi. *Phys.Rev.*, 112, 452 (1958).
3. H.G.Silbert, J.C.Hopkins. *Phys.Rev.*, 134, B16 (1964).
4. V.Margdis, N. de Takacsy. *Can.J.Phys.*, 44, 1431 (1966).
5. J.Bobker. *Phys.Rev.*, 185, 1294 (1969).
6. М.Абузейд, Г.М.Осетинский, Я.Тыкэ, Б.Фрыщин. ОИЯИ, P15-7121, Дубна, 1973.
7. Г.М.Осетинский, Я.Тыкэ, Б.Фрыщин, ОИЯИ, P15-7156, Дубна, 1973.
8. N.K.Glendenning. *Phys.Rev.*, 137, B102 (1965).
9. D.K.Olsen, R.E.Brown. *Nucl.Phys.*, A170, 544 (1971).
10. I.S.Towner, J.C.Hardy. *Adv.Phys.*, 74, 401 (1969).
11. J.Cerny, B.G.Harvey, R.H.Pehl. *Nucl.Phys.*, 29, 120 (1962).
12. J.V.Ball, C.D.Goodman. *Phys.Rev.*, 120, 488 (1960).
13. M.Harvey. *Phys.Lett.*, 3, 209 (1963).
14. W.Hauser, H.Feshbach. *Phys.Rev.*, 87, 366 (1952).
15. K.A.Eberhard, P. von Brentano, M.Bohning, R.O.Stephen. *Nucl. Phys.*, A125, 673 (1969).

16. E.R.Flynn, O.Hansen. *Phys.Lett.*, 31, B135 (1970).
17. A.Gilbert, A.G.W.Cameron. *Can.Phys.*, 43, 1446 (1965).
18. A.G.W.Cameron. *Can.J.Phys.*, 36, 1040 (1958).
19. P.B.Taliesfrud, P.L.Johvette. *Phys.Rev.*, C1, 398 (1970).
20. T.G.Dzubay. *Phys.Rev.*, 158, 977 (1967).
21. W.Bohne, H.Homeyer, H.Lettaw, H.Morgenstern, J.Scheer, F.Sichelschmidt. *Nucl.Phys.*, A128, 537 (1969).
22. I.M.Nagib, L.L.Green. *Nucl.Phys.*, A112, 76 (1968).

Рукопись поступила в издательский отдел  
4 июня 1973 года.



a/

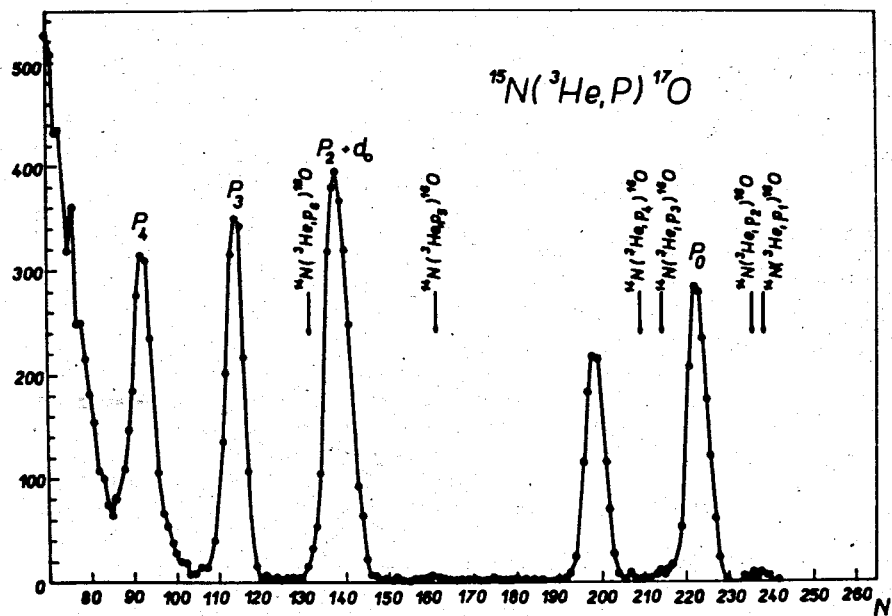
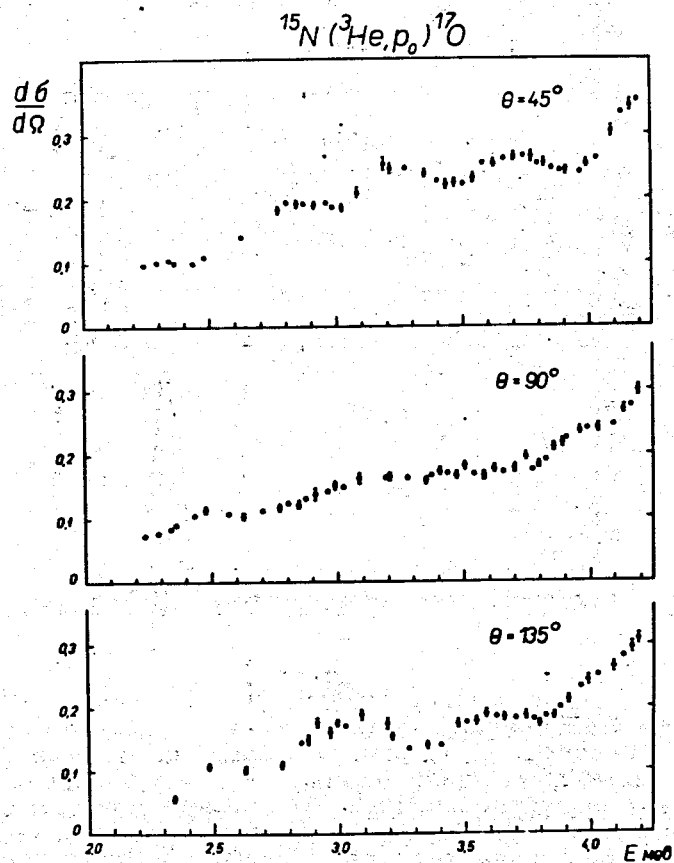


Рис 1. а/ Типичный энергетический спектр продуктов реакции  $^{15}\text{N}(^3\text{He},p)^{17}\text{O}$ , измеренный под углом  $90^\circ$  в л.с. при  $E_{^3\text{He}} = 2,9$  МэВ. б/ Дифференциальные сечения реакции  $^{15}\text{N}(^3\text{He},p_0)^{17}\text{O}$ . По оси абсцисс - энергия в МэВ. По оси ординат -  $d\sigma/d\Omega$  в мбарн/стерад. Данные -  $\gamma$  в л.с. Ошибки измерения  $d\sigma/d\Omega$  - статистические.

- 6/



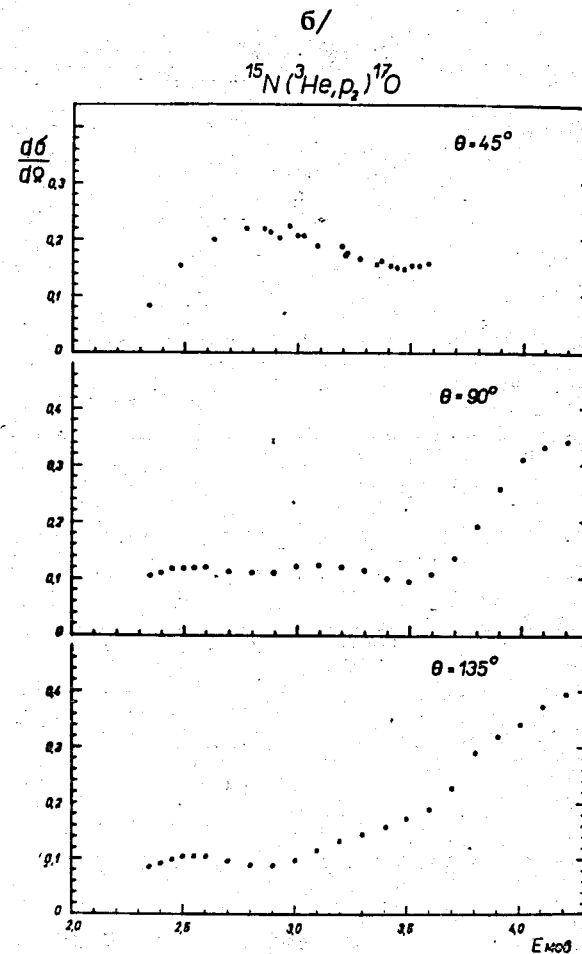
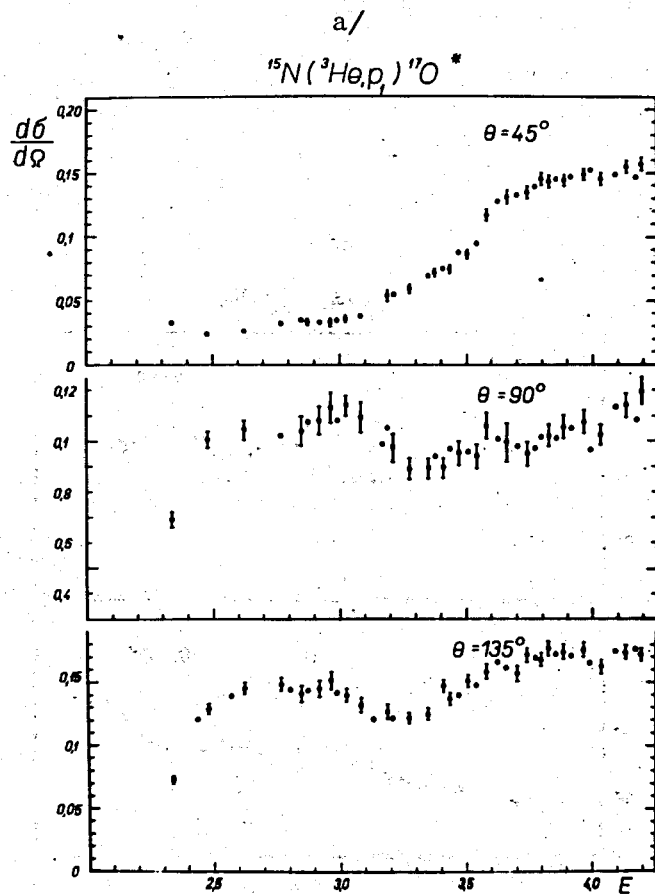


Рис. 2. а/ Дифференциальные сечения реакции  $^{15}\text{N}(^3\text{He}, p)^{17}\text{O}^*$ . На оси абсцисс - энергия в Мэв. На оси ординат -  $d\sigma/d\Omega$  в мбарн/стерад. Данные - в л.с. Ошибки измерения - статистические. б/ Дифференциальные сечения реакции  $^{15}\text{N}(^3\text{He}, p_2)^{17}\text{O}^*$ . На оси абсцисс - энергия в Мэв. По оси ординат -  $d\sigma/d\Omega$  в мбарн/стерад. Данные - в л.с. Ошибки измерения - статистические.

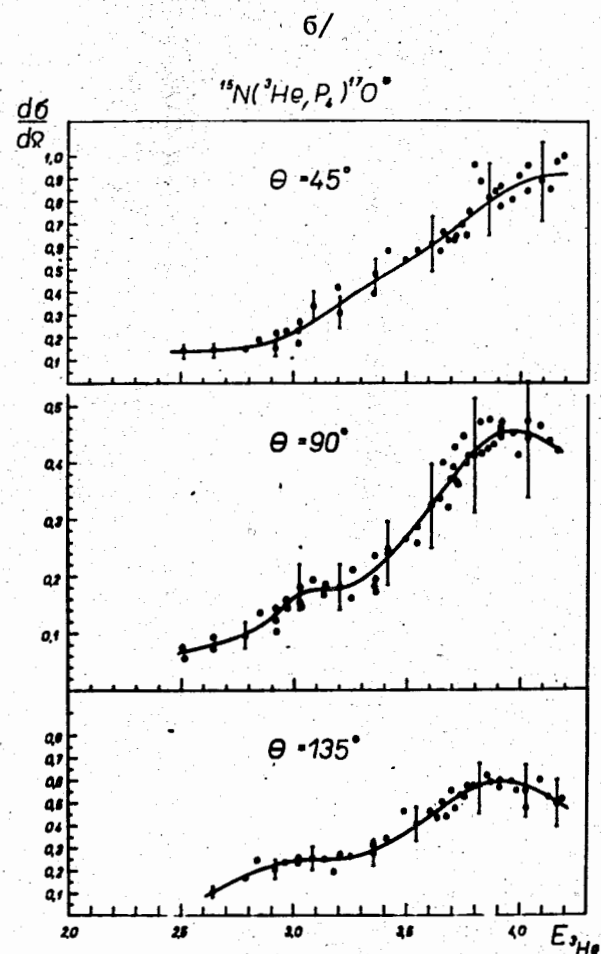
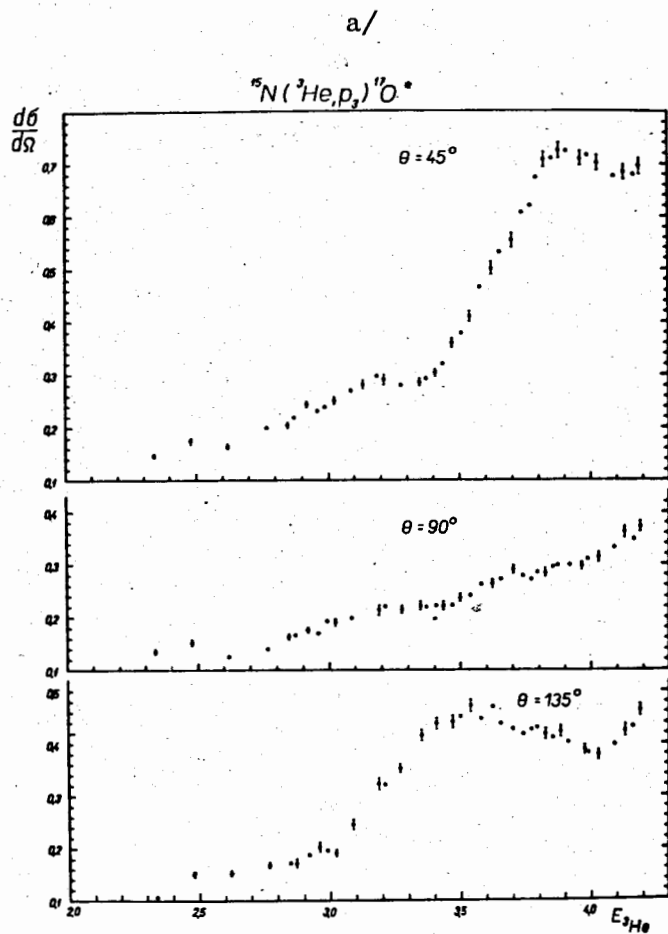


Рис. 3. а/ Дифференциальные сечения реакции  $^{15}\text{N}(^3\text{He}, p_2)^{17}\text{O}^*$ . На оси абсцисс - энергия в Мэв в л.с. На оси ординат - дифференциальные сечения в мбарн/стерад в этой же системе. Ошибки измерения - статистические.  
 б/ Дифференциальные сечения реакции  $^{15}\text{N}(^3\text{He}, p_4)^{17}\text{O}^*$ . На оси абсцисс - энергия в Мэв в л.с. На оси ординат - дифференциальные сечения в мбарн/стерад в этой же системе. Ошибки измерения - статистические.

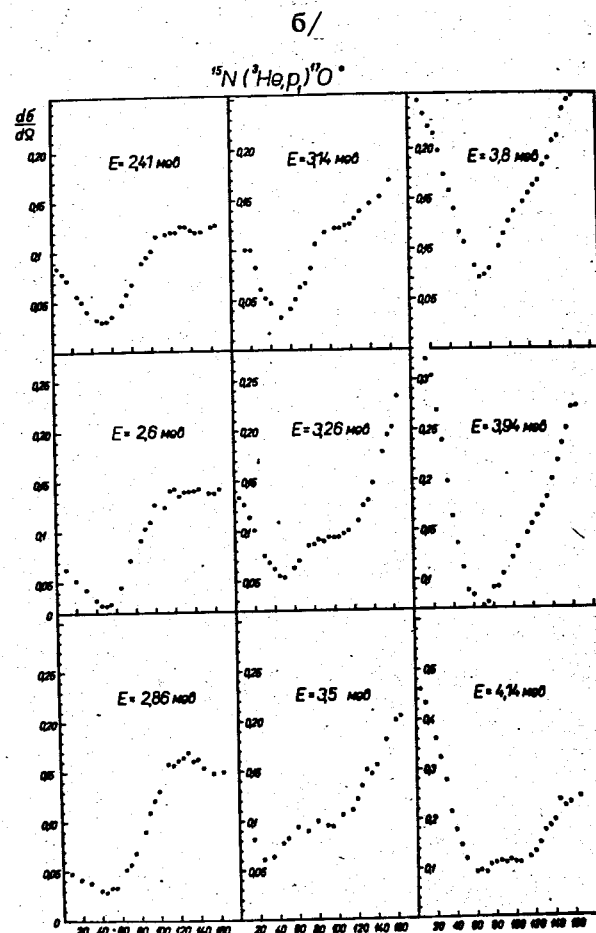
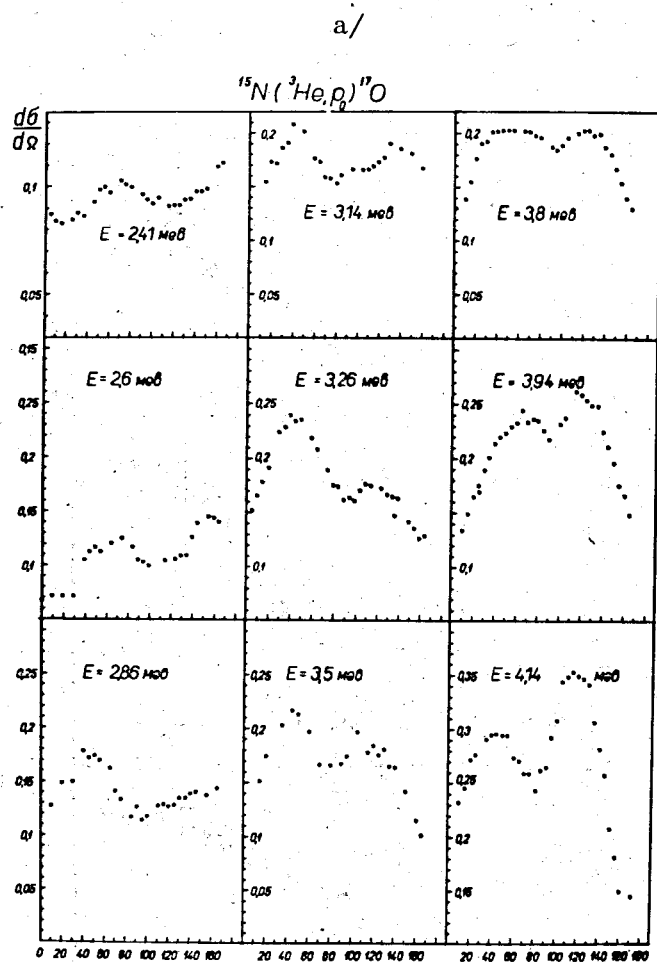


Рис. 4. а/ Угловые распределения протонов реакции  $^{15}\text{N}(^3\text{He}, p_0)^{17}\text{O}$ . На оси абсцисс - угол наблюдения в градусах. На оси ординат - дифференциальное сечение в мбарн/стерад. Данные - в л.с. Приведенные ошибки - статистические. б/ Угловые распределения протонов реакции  $^{15}\text{N}(^3\text{He}, p_1)^{17}\text{O}^*$ . На оси абсцисс - угол наблюдения в градусах. На оси ординат - дифференциальные сечения в мбарн/стерад. Данные - в системе центра масс. Приведенные ошибки - статистические.

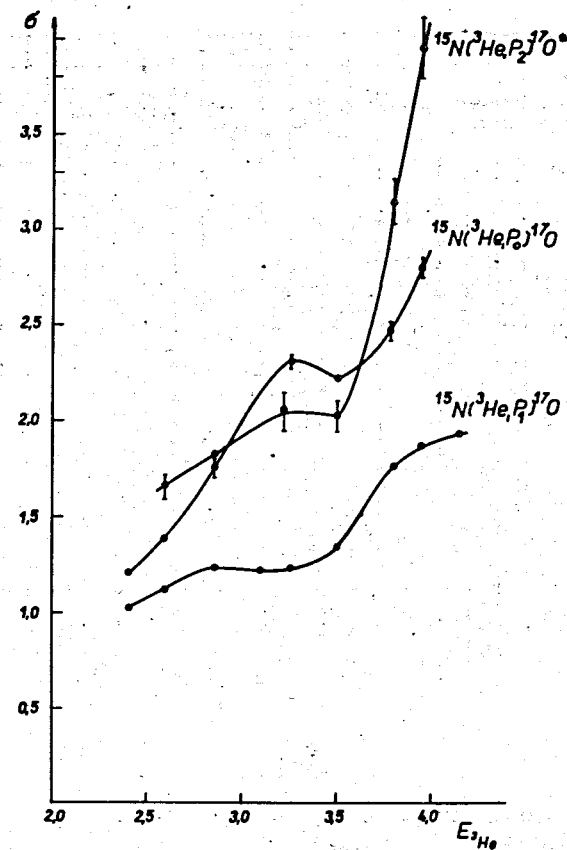
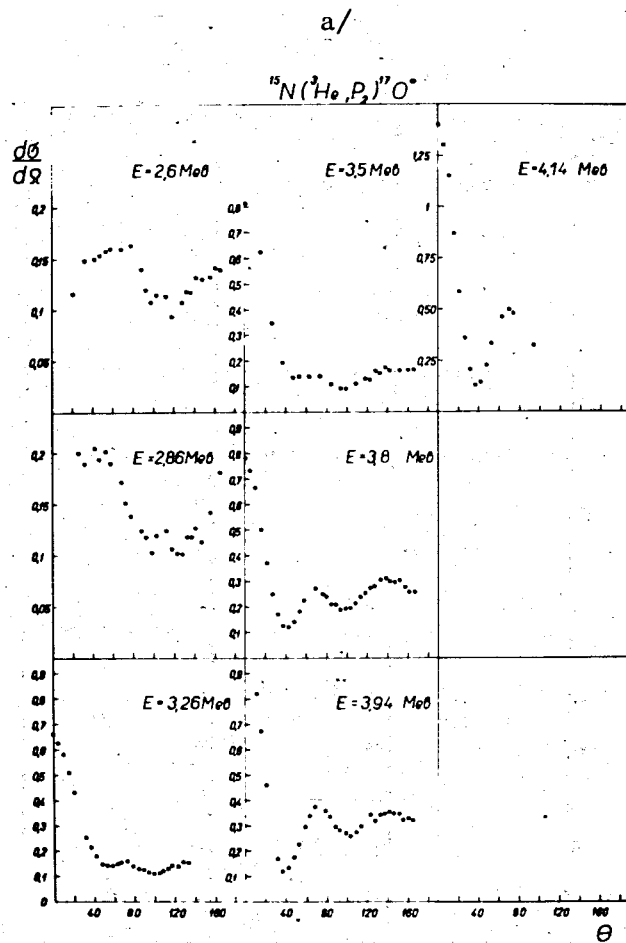


Рис. 5. а/ Угловое распределение протонов реакции  $^{15}\text{N}(^3\text{He}, p_2)^{17}\text{O}^*$ . На оси абсцисс - угол наблюдения в градусах. На оси ординат - дифференциальные сечения в мбарн/стерад. Данные - в системе центра масс. Приведенные ошибки - статистические. б/ Полные сечения реакции  $^{15}\text{N}(^3\text{He}, p_0)^{17}\text{O}$ ,  $^{15}\text{N}(^3\text{He}, p_1)^{17}\text{O}^*$ ,  $^{15}\text{N}(^3\text{He}, p_2)^{17}\text{O}^*$ . По оси абсцисс - энергия  $^3\text{He}$  в МэВ. По оси ординат - сечение в миллибарнах. Приведенные ошибки измерений - статистические. Данные - в л.с.

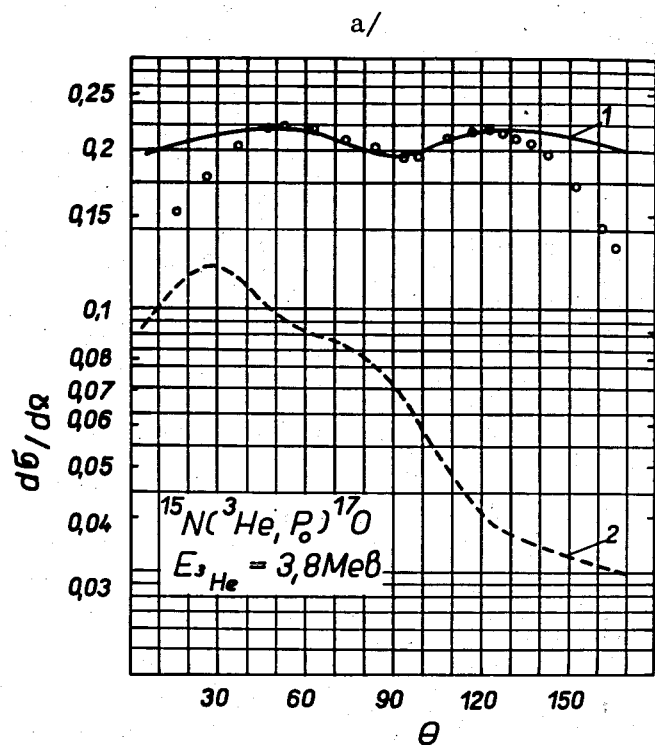


Рис. 6. Сравнение расчетной кривой угловых распределений реакции  $^{15}\text{N}(^3\text{He}, p_0)^{17}\text{O}$  с усредненным экспериментальным распределением при  $E_{^3\text{He}} = 3,8$  Мэв. 1 - кривая, рассчитанная по теории Хаузера-Фешбаха; 2 - кривая, рассчитанная по методу БПИВ с орбитальным моментом переданной пары  $L = 3$ ; о - экспериментальные данные. б/ Сравнение теоретических кривых углового распределения реакции  $^{15}\text{N}(^3\text{He}, p_2)^{17}\text{O}^*$  с усредненным экспериментальным угловым распределением при  $E_{^3\text{He}} = 3,8$  Мэв. 1 и 2-кривые, рассчитанные с использованием волновой функции  $^{17}\text{O}_{3,06}$  Бобкера /1/ и Марголиса /кривая 2/; 3 - вклад механизма составного ядра, рассчитанный по методу Хаузера-Фешбаха.

