

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



СЗУЗг
0-728

3/15

P15 - 7156

3207/2-73

Г.М.Осетинский, Я.Тыкэ, Б.Фрыщин

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИИ $^{15}\text{N} (^3\text{He}, d_0) ^{16}\text{O}$

1973

ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

P15 - 7156

Г.М.Осетинский, Я.Тыкэ, Б.Фрыщин

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИИ $^{15}\text{N} (^3\text{He}, d) ^{16}\text{O}$

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Осетинский Г.М., Тыкэ Я., Фрышин Б.

P15 - 7156

Исследование реакции $^{15}\text{N}({}^3\text{He}, d_0){}^{16}\text{O}$

На электростатическом генераторе ОИЯИ в интервале энергий 2,3 - 4,1 Мэв измерены угловые распределения и дифференциальные сечения (под углами 45, 90, 135°) реакции $^{15}\text{N}({}^3\text{He}, d_0){}^{16}\text{O}$. Экспериментальные данные хорошо описываются с помощью расчетов по методу борновского приближения с искаженными волнами (БПИВ) при учете вклада механизма составного ядра по методу Хаузера-Фешбаха.

Проведено исследование применимости метода БПИВ в случае рассогласования по орбитальным моментам для входного и выходного каналов реакции.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований
Дубна, 1973

Osetinsky G.M., Töke J., Fryszczyn B. P15 - 7156

Study of the Reaction $^{15}\text{N}({}^3\text{He}, d_0){}^{16}\text{O}$

The angular distributions and differential cross sections (at angles 45, 90, 135°) are measured for the reaction $^{15}\text{N}({}^3\text{He}, d_0){}^{16}\text{O}$ in the energy range 2.3-4.1 MeV using the JINR electrostatic generator. The experimental data are well described in terms of the distorted-wave Born approximation (DWBA) taking into account the contribution of the compound nucleus mechanism by Hauser-Feshbach method.

Applicability of the (DWBA) method is studied for the case of error in the orbital momenta for the input and output channels of the reaction.

Communications of the Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna, 1973

P15 - 7156

Г.М.Осетинский, Я.Тыкэ, Б.Фрышин

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИИ $^{15}\text{N}({}^3\text{He}, d_0){}^{16}\text{O}$

Введение

Реакции, вызванные ускоренными ионами ${}^3\text{He}$, являются весьма важным и удобным методом для изучения структуры ядра, за последние годы их исследованиям уделено большое внимание. Известно, что при энергиях ионов ${}^3\text{He}$ выше 10 Мэв эти реакции протекают преимущественно путем прямого механизма и с хорошей точностью описываются борновским приближением искаженных волн /БПИВ/. Наиболее надежную информацию дают реакции с вылетом дейтронов /типа $({}^3\text{He}, d)$ /, поэтому тщательное изучение последних не только в области энергии выше 10 Мэв, но и при более низких энергиях, вызывает несомненный интерес.

Одной из реакций этого типа является реакция ${}^{15}\text{N}({}^3\text{He}, d_0){}^{16}\text{O}$, изучение которой при низких энергиях представляет дополнительный интерес из-за наличия редко встречаемого в реакциях типа $({}^3\text{He}, d_0)$ рас-согласования по орбитальным моментам во входном и выходном каналах.

Методика эксперимента

Измерения проводились на пучке ионов ${}^3\text{He}$ электростатического генератора ОИЯИ. Ионы ${}^3\text{He}$, пройдя магнитный анализатор и коллиматор диаметром 1,8 мм и длиной 110 мм, попадали в центр вакуумной камеры, где установлена газовая мишень. В работе использовались мишени двух типов: "длинная" для измерений абсолютных значений дифференциальных сечений под углами 45° , 90° и 135° , и "точечная", для измерений угловых распределений. Мишень наполнялась до давления $30 \div 40$ мм ртутного столба газом, содержащим

98,5% ^{15}N , 1,2% ^{14}N и 0,3% ^{16}O . Конструкция камеры и мишеней приведена ранее /1/. Измерения кривых возбуждения под углами 45° , 90° , 135° проводились тремя кремниевыми поверхностно-барьерными детекторами. Измерения угловых распределений - пятью детекторами этого же типа. Один из них, монитор, устанавливался под углом 30° . Остальные четыре устанавливались на кронштейне, который мог вращаться относительно оси камеры. Вращением кронштейна обеспечивалось угловое перемещение детекторов в интервале углов $2,2 - 165^\circ$ в системе центра масс. Напряжение, подаваемое на каждый из детекторов, подбиралось так, чтобы толщина чувствительного слоя была равной пробегу дейтонов в материале детектора. Это обеспечивало четкое разделение дейтонного пика от всех групп протонов из реакций $^{15}\text{N}(^3\text{He}, p)^{17}\text{O}$. Импульсы от детекторов через предусилители и усилители направлялись на амплитудный анализатор типа АИ 4096, где через специальную кодирующую систему поступали на разные группы магнитно-запоминающего устройства /МЗУ/ анализатора. Данные по дифференциальным сечениям и угловым распределениям извлекались из расчета площади пика дейтонов на энергетическом спектре. Схема опыта, его особенности, блок-схема индикации импульсов и методика расчета дифференциальных и полных сечений приведены ранее /2/.

Результаты измерений

На рис. 1 представлены дифференциальные сечения реакции $^{15}\text{N}(^3\text{He}, d_0)^{16}\text{O}$, измеренные под углами 45° , 90° , 135° в лабораторной системе координат. Измерения проводились в интервале энергий 2,2 - 4,2 Мэв с шагом 60-90 кэв.

На рис. 2 представлены данные по угловым распределениям при девяти значениях энергий, на рис. 3 - полные сечения реакции, которые монотонно растут с увеличением энергии, принимая значения от 0,64 мбарн до 2,48 мбарн при ее изменении от 2,3 до 4,06 Мэв соответственно. Средняя квадратичная ошибка абсолютных

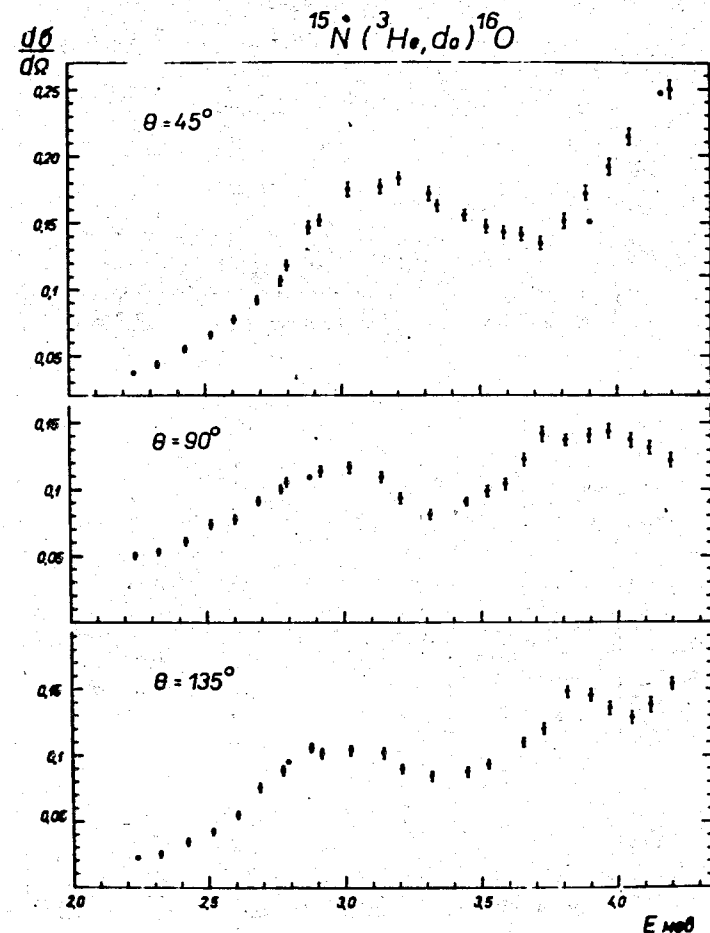


Рис. 1. Дифференциальные сечения реакции $^{15}\text{N}(^3\text{He}, d_0)^{16}\text{O}$. По оси абсцисс - $E_{^3\text{He}}$ в Мэв. По оси ординат - дифференциальные сечения в мб/стерад. Данные представлены в лабораторной системе координат.

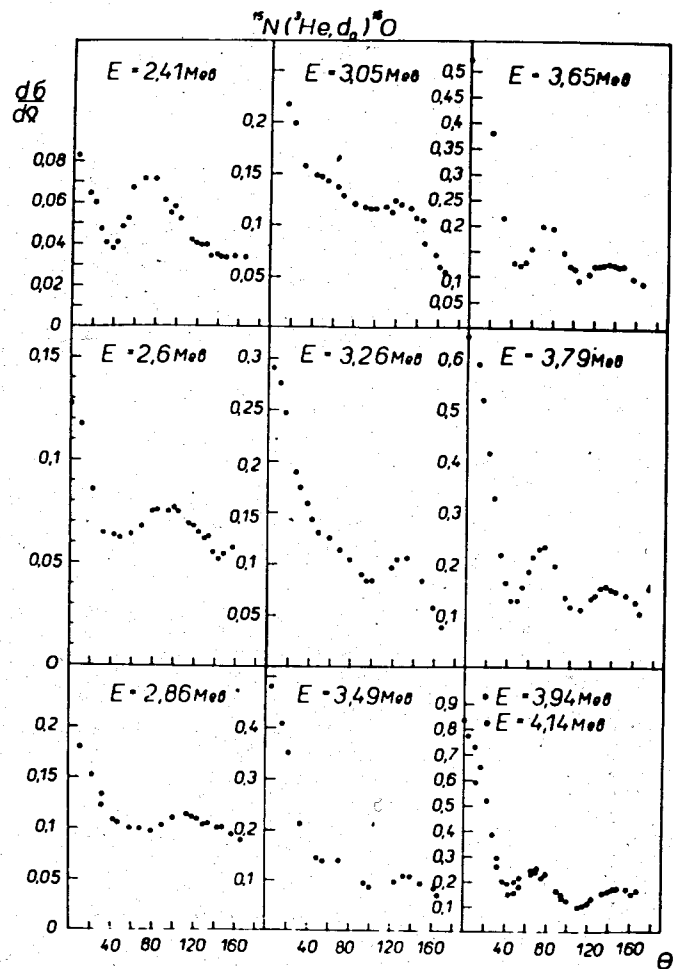


Рис. 2. Угловые распределения реакции $^{15}\text{N}(^3\text{He}, d)^{16}\text{O}$. По оси абсцисс - угол в системе центра масс. По оси ординат - дифференциальное сечение в мб/стерад в этой же системе.

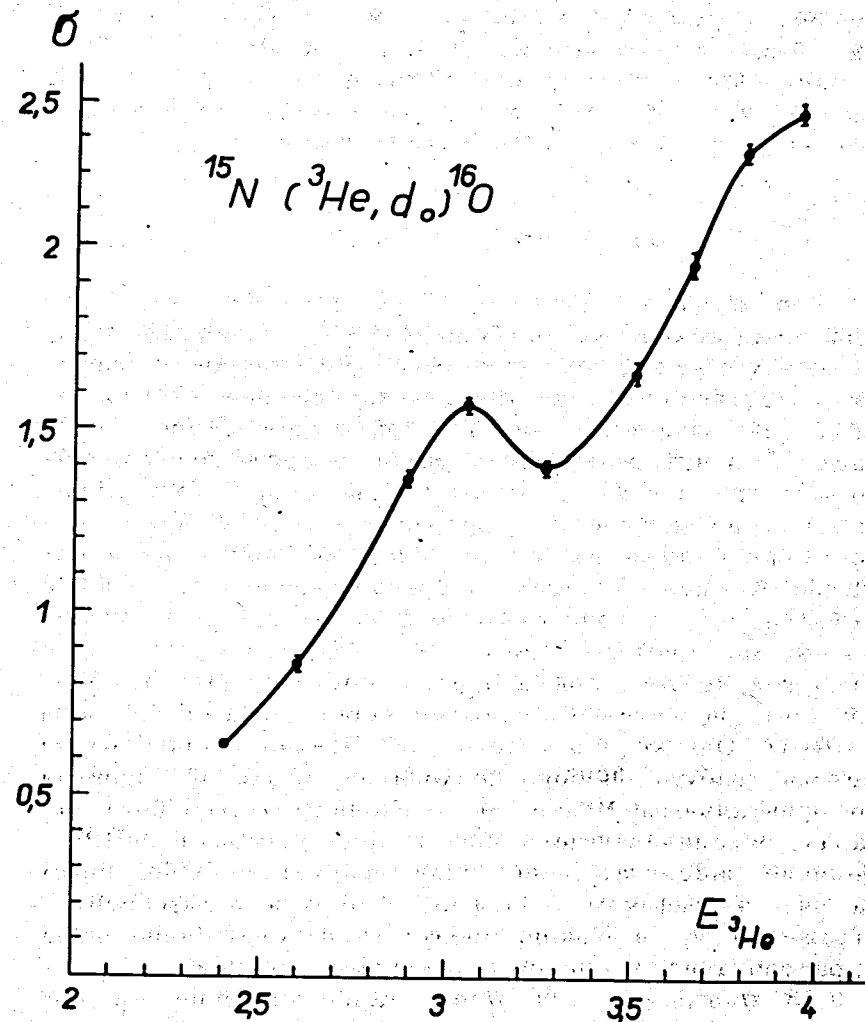


Рис. 3. Полные сечения реакции $^{15}\text{N}(^3\text{He}, d)^{16}\text{O}$. По оси абсцисс - $E_{^3\text{He}}$ в Мэв. По оси ординат - сечение в миллибарнах. Данные представлены в лабораторной системе координат.

значений дифференциальных сечений не превышает 4%. Ошибка нормировки угловых распределений - не более 5%. Квадратичная ошибка полных сечений $\approx 6\%$. Ошибка в определении энергии ускоренных ионов ${}^3\text{He}$ в интервале энергий 2,2 - 4,1 Мэв монотонно изменяется, принимая значения от 1,5% до 0,7% соответственно.

Обсуждение результатов

Структура кривых возбуждения указывает на заметный вклад механизма составного ядра. Сильно вытянутая на малых углах; форма угловых распределений указывает на существенную роль механизма прямого взаимодействия. В связи с тем, что плотность уровней составного ядра ${}^{18}\text{F}$ в интервале исследуемых энергий возбуждения достаточно велика $\approx 1 \text{ кэв}^{-1}$ при $E_{\text{в03}} = 16,5 \text{ Мэв}$, имеется возможность определения вклада механизма составного ядра по статистической теории Хаузера-Фешбаха. Оценка плотности уровней проведена согласно работам ^{3, 4/} с точностью до фактора 1,7. Учет вклада механизма прямого взаимодействия, рассматриваемого нами как процесс срыва протона, осуществлялся в борновском приближении с использованием искаженных волн /БПИВ/. Однако в случае нашей реакции использование метода требует особого подхода из-за рассогласования по орбитальным моментам во входном и выходном каналах, ограничивающего область применимости БПИВ ^{5/}. Наличие рассогласования иллюстрируется приведенным на рис. 4 графиком зависимости модуля коэффициентов отражения $|\eta_\ell|$ в функции орбитального квантового числа ℓ , рассчитанного при двух значениях энергии $E_{{}^3\text{He}} = 3,78 \text{ Мэв}$ и $E_{{}^3\text{He}} = 11 \text{ Мэв}$. Малое значение $|\eta_\ell|$ показывает сильное поглощение данной парциальной волны, большое /близкое к единице/ - отсутствие взаимодействия. Как видно из рисунка, в амплитуду упругого рассеяния ${}^3\text{He}$ на ${}^{15}\text{N}$ при энергии 3,8 Мэв основной вклад дают парциальные волны с $\ell_{{}^3\text{He}} = 0, 1, 2$, в то время как в упругом рассеянии дейтона на ${}^{16}\text{O}$ /с энергией, соответствующей кинематике реакции ${}^{15}\text{N}({}^3\text{He}, d_0){}^{16}\text{O}$ /

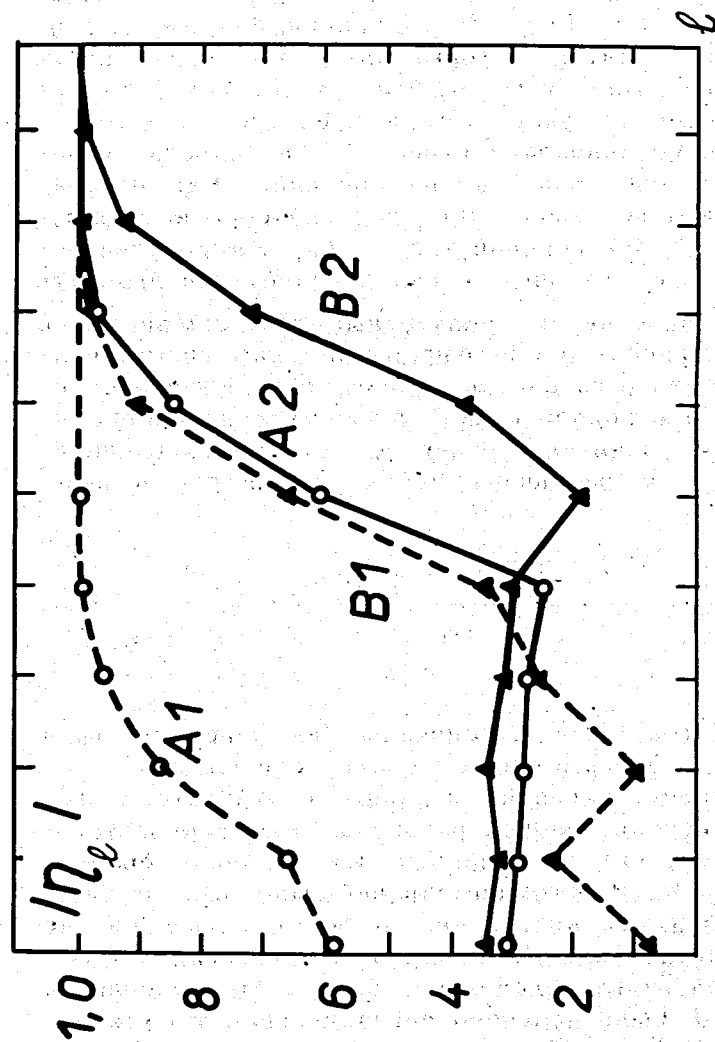


Рис. 4. График поведения коэффициентов отражения $|\eta_\ell|$ в функции орбитального квантового числа ℓ . Точки кривых A_1 и A_2 относятся к ${}^3\text{He}$ при энергии 3,8 и 11 Мэв соответственно. Кривые B_1 и B_2 - к соответствующим им вылетающим дейтонам.

участвуют в основном ℓ_d до 5. Поскольку в выражении для амплитуды реакции $^{15}\text{N}(^3\text{He}, d_0)^{16}\text{O}$ орбитальные моменты $\ell_{^3\text{He}}$ могут комбинироваться лишь с моментами дейтона $\ell_d = \ell_{^3\text{He}} + 1$, в реакции участвуют дейтоны таких моментов, $\ell_{^3\text{He}}$, которые дают очень малый вклад в выражение амплитуды упругого рассеяния дейтонов и тем самым не участвуют в процессе определения оптического потенциала дейтона. Это и приводит к неправильному описанию сечения реакции. Как показал Сток^{/5/}, исследовавший такое рассогласование для реакции $(^3\text{He}, \alpha)$ для реакций типа $(^3\text{He}, d)$ вопрос не исследовался/, во входном канале следует использовать оптические потенциалы, полученные из экспериментов по упругому рассеянию, в то время как в выходном канале выполнение этого требования не обязательно. Оптические потенциалы в выходном канале должны удовлетворять определенному условию, которое в случае использования его для нашей реакции $(^3\text{He}, d)$ запишется в виде:

$$\frac{\delta J}{J_{^3\text{He}}} = \frac{\int [U^{^3\text{He}}(r) - U^d(r) - V^p(r)] r^2 dr}{\int V^p(r) r^2 dr} \ll 1, \quad /1/$$

где $U(r)$, $U^d(r)$, $V^p(r)$ - потенциалы /их действительная часть/ ^3He , дейтона и протона соответственно.

При подгонке экспериментальных результатов методом БПВВ использовались различные комбинации параметров оптических потенциалов. Их значения брались из работ /6-10/. Из этих комбинаций было выбрано пять, дающих угловые распределения, по форме самые близкие к экспериментальным. На основе этих потенциалов путем варьирования радиуса действительной части потенциала дейтона (r_u) было получено согласие расчетных с экспериментальными положениями первого и второго максимумов, а также первого минимума угловых распределений. Используемые параметры значения $r_u, \delta J/J\%$ представлены в таблице 1. В этой же таблице приведены расчетные значения спектроскопического фактора S .

Таблица 1

Условный символ комбинации	Параметры оптических потенциалов, ссылки на литературу		11 Мэв 3,8 Мэв	
	r_u	r_m	$\delta J/J\%$	S
1	/7/	/6/	1,02 +60%	2,39 3,41
2	/9/	/6/	1,00 -80%	4,35 3,5
3	/8/	/6/	1,05 +30%	2,82 3,21
4	/8/	/6/	1,06 -3%	3,74 4,28
5	/8/	/6/	1,22 -44%	4,14 3,83

Указанный анализ проведен без учета вклада механизма составного ядра, поскольку величина этого вклада в сечение реакции в области малых углов, где определяется спектроскопический фактор, мала. /Согласно теории Хаузера-Фейсбаха - не более дифференциального сечения на большие углы/.

Полученные результаты позволили обнаружить следующие закономерности:

1. Оптические потенциалы, взятые из работ /6-9/, не описывают угловых распределений дейтонов из реакции $^{15}\text{N}(^3\text{He}, d)^{16}\text{O}$, а извлекаемые с такими потенциалами спектроскопические факторы принимают значения от 1,5 до 4,5.

2. Небольшим изменением радиуса действительной части оптического потенциала дейтона можно добиться правильного положения основного и второго максимумов и первого минимума на кривой углового распределения. Полученные в этом случае расчетные значения спектроскопических факторов находятся в пределах 3,21 - 4,8.

3. Комбинации потенциалов, правильно описывающих отношение сечений в минимумах и максимумах /потенциалы 3, 4 таблицы 1/ удовлетворяют условию малости отношения $\delta J/J$. Эти потенциалы дают также правильную зависимость угловых распределений с изменением энергии ^3He .

4. В случае, когда отношение $\delta J/J$ велико, угловое распределение описывается плохо. При этом значения спектроскопического фактора при низких энергиях $/E^3\text{He} = 2,41 \text{ Мэв}/$ сильно занижено /в 2-3 раза/.

Полученные закономерности позволяют нам сделать заключение о применимости борновского приближения с искаженными волнами для исследуемого нами случая рассогласования по моментам во входном и выходном каналах. Укажем, что под применимостью метода понимаем способность извлечения с его помощью правильных значений спектроскопических факторов. Тогда для получения этих значений в расчетах с использованием

БПИВ надо допустить варьирование дейтонного потенциала, чтобы обеспечить правильное положение первого максимума и минимума кривой углового распределения

Таблица 2

Канал реакции	U	r_u	a_u	W	Тип поглощ.	r_w^*	a^*	r_c	Литература
$^{15}\text{N} + ^3\text{He}$	168,1	1,25	0,609	12,96	объемн.	1,718	0,626	1,3	/8/
$^{16}\text{O} + d$	117	0,899	0,898	7,9	поверхн.	1,644	0,66	1,3	/6/

при одновременном удовлетворении условия малости отношения $\delta J/J$. По нашему мнению, это отношение можно считать малым, если $\delta J/J$ не превышает 30%. В результате такого подхода для дальнейших расчетов нами выбран набор параметров оптического потенциала, который обозначен в таблице 1 символом 4. Значения параметров приведены в таблице 2. $\delta J/J$ для этого набора $\sim 3\%$.

Интересно отметить, что эта комбинация потенциалов очень хорошо описывает экспериментальные результаты, полученные Боне и др. /7/ при $E_{3He} = 11$ Мэв. Окончательное значение спектроскопического фактора получено на основании подгонки экспериментального углового распределения суммой вкладов от прямого процесса и образования составного ядра методом Хаузера-Фешбаха /12,13/. В качестве нормировочного коэффициента, согласно Басселю /11/, было принято 4,42. Для спектроскопического фактора S получено значение 3,93. При этом величина $1/\Gamma_0 \rho_0 / \Gamma_0$ - средняя ширина уровней составного ядра со спином нуль, ρ_0 - средняя плотность уровней/, относящаяся к области возбуждения составного ядра $^{18}F / E_{возб.} \approx 17,3$ Мэв/, принимает значение 0,014. Отметим, что вследствие малого вклада механизма составного ядра величина $1/\Gamma_0 \rho_0$ определяется с небольшой точностью /фактор 2÷3/. Полученные значения спектроскопического фактора были использованы для описания углового распределения при $E_{3He} = 2,4$ Мэв, где вклад механизма составного ядра значительно больше $1/\Gamma_0 \rho_0 = 0,052/$. Данные представлены на рис. 5. Из рисунка видно, что угловое распределение вплоть до первого минимума хорошо совпадает с расчетным. Следует заметить, что до проведения настоящих экспериментов в литературе существовал ряд значений спектроскопических факторов, полученных из реакций $(d, ^3He)$, (d,n) , $(^3He, d)$. Так, например, в работах /14-17/ эти значения находились в пределах 3,5 - 4,28, в то время как в работе Боне /7/, выполненной с хорошей точностью, значение S составляло 2,6. В процессе нашего рассмотрения было обнаружено, что данные Боне занижены вследствие ошибки нормировки расчетов. После пересче-

$\frac{d\sigma}{d\Omega}$

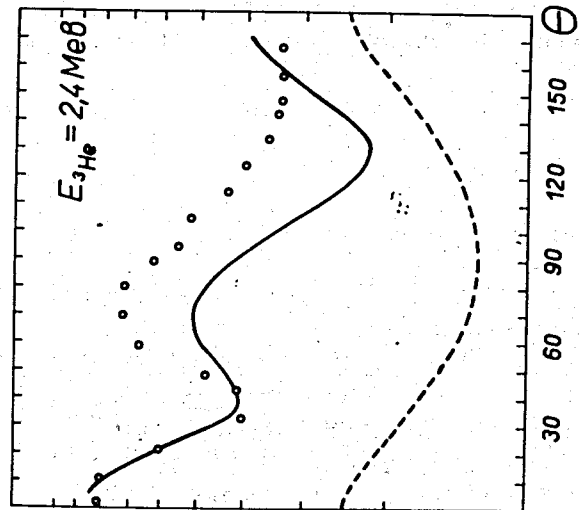
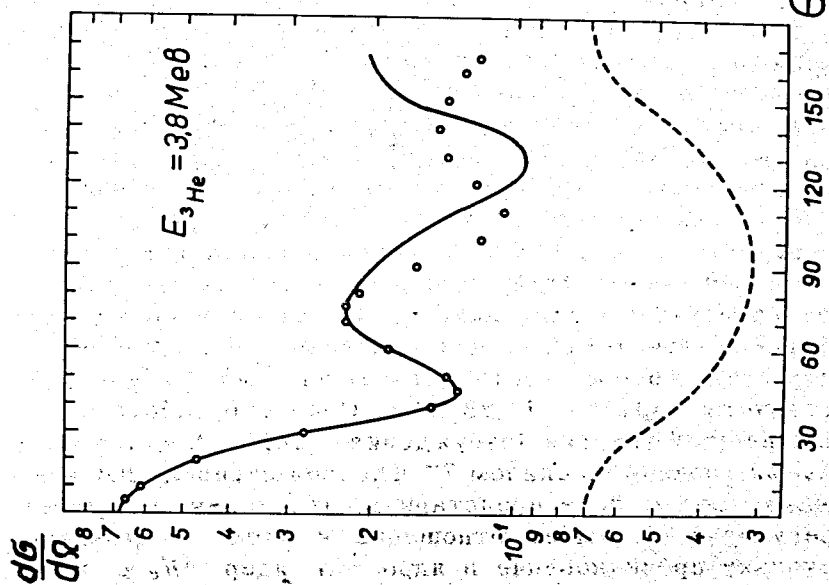


Рис. 5. Сравнение усредненного экспериментального углового распределения реакции $^{15}N(^3He, d)^{16}O$ с угловым распределением, рассчитанным по БПВВ /сплошная кривая/, с экспериментальные данные, пункт - вклад механизма составного ядра $a/E = 3,8$ Мэв, $b/E = 2,4$ Мэв.

та экспериментальные данные Боне приводят к $S = 3,9$, что хорошо согласуется со всеми остальными существующими экспериментальными данными, приведенными в таблице 3.

Заключение

Подробный анализ кривых возбуждения и угловых распределений показал, что в интервале энергий 2,4 - 4,2 Мэв реакция $^{15}\text{N}(^3\text{He}, d_0)^{16}\text{O}$ идет преимущественно путем механизма срыва протона. Полученные данные по угловым распределениям хорошо описываются количественно с помощью расчетов по методу искаженных волн с учетом вклада составного ядра по теории Хазера-Фешбаха. Полученное значение спектроскопического фактора хорошо согласуется с теоретическим расчетом Кельсона и др. /18/, и значениями спектроскопического фактора, полученными в ряде экспериментальных работ /см. таблицу 3/.

Близкое к четырем экспериментальное значение спектроскопического фактора показывает на малое отклонение структуры ядра ^{15}N от конфигурации "одна $p_{1/2}$ дырка в дважды магическом ^{16}O ", а также структуры основного состояния ядра ^{16}O от чистой конфигурации замкнутых оболочек /18/. Как видно из таблицы 3, значения спектроскопических факторов получены при энергиях, больших 10 Мэв. В настоящей работе проведен количественный анализ при более низких энергиях, даже в присутствии умеренного рассогласования по орбитальным моментам во входном и выходном каналах. Обращает на себя внимание наличие на кривой полных сечений рассматриваемой реакции в районе 3,2 Мэв нерегулярности, которой соответствует энергия возбуждения составного ядра ^{18}F 16,83 Мэв. Согласно работе /22/, в районе этой энергии возбуждения /~ 16,88 Мэв/ имеется сильный уровень со спином 7^- и полной шириной ~200 кэв. Однако трудно себе представить, что полученная нами нерегулярность имеет отношение к этому состоянию, поскольку проникновение в ядро ^{15}N ядер ^3He с энер-

Таблица 3
Экспериментальные и теоретические значения спектроскопических факторов

Тип реакции	Энергия, Мэв	S экспериментальное	Литература
$^{16}\text{O}(d, ^3\text{He})^{15}\text{N}$	34,4	4,28	/14/
$^{15}\text{N}(^3\text{He}, d)^{16}\text{O}$	10	3,6	/15/
$^{15}\text{N}(d, n)^{16}\text{O}$	6	3,5	/16/
$^{15}\text{N}(^3\text{He}, d)^{16}\text{O}$	24,9	3,52	/17/
$^{15}\text{N}(^3\text{He}, d)^{16}\text{O}$	11	3,9	/7/
Результат настоящей работы	3,9	3,93	
Теоретические значения		3,92; 3,05; 2,44;	/18/ /19/ /20/
		2,56	/21/ соответственно

гией $\sim 3,2$ Мэв с орбитальным моментом $\ell = 6$ неосуществимо. /Коэффициент трансмиссии меньше 10^{-4} /. Выяснение природы этой нерегулярности требует отдельного рассмотрения.

Авторы приносят глубокую благодарность И.Тыкэ и М.В.Савенковой за помощь в обработке экспериментальных результатов, а также В.И.Фурману и М.Абузейду за полезные обсуждения.

Литература

1. Г.М.Осетинский, Цзэй Най Гун, Ченурченко. Препринт ОИЯИ 1172, Дубна, 1961.
2. Г.М.Осетинский, Я.Тыкэ, Б.Фрыцин. Сообщение ОИЯИ P15-7121, Дубна, 1973.
3. A.Gilbert, A.G.W.Cameron. *Can.J.Phys.*, 43, 1446 (1965).
4. A.G.W.Cameron. *Can.J.Phys.*, 36, 1040 (1958).
5. R.Stock. *Nucl.Phys.*, A104, 136 (1967).
6. P.E.Hodgson. *Adv.Phys.*, 15, 59 (1966).
7. W.Bohne, H.Homeyer, H.Lettau, H.Morgenstern, J.Scheer, F.Sichelsgmidt. *Nucl.Phys.*, A128, 537 (1969).
8. W.Bohne, H.Homeyer, H.Lettau, H.Morgenstern, J.Scheer. *Nucl.Phys.*, A156, 93 (1970).
9. A.R.Knudson, F.C.Young. *Nucl.Phys.*, A149, 323 (1970).
10. G.M.Herling, L.Cohen, J.D.Silverstein. *Phys.Rev.*, 178, 1551 (1969).
11. R.H.Bassel. *Phys.Rev.*, 149, 791 (1966).
12. W.Hauser, H.Feschbach. *Phys.Rev.*, 87, 366 (1952).
13. K.A.Eberhard, Pivon Brentano, H.Bohning, R.O.Stephen. *Nucl.Phys.*, A125, 673 (1969).
14. J.C.Hiebert, E.Newman, R.H.Bassel. *Phys.Rev.*, 154, 898 (1967).
15. K.K.Seth. *Proceedings on Direct Reactions by $^3\text{H}_e$* Sartana, Japan, 179 (1967).
16. H.Fuchs, K.Grabisch, P.Kraaz, G.Roschert. *Nucl.Phys.*, A105, 590 (1967).
17. H.W.Fulbright, J.A.Robins, M.Blann, D.G.Fleming, H.S.Plendl. *Phys.Rev.*, 184, 1068 (1969).
18. I.Kelson. *Phys.Lett.*, 16, 143 (1965).
19. G.E.Brown, A.M.Green. *Nucl.Phys.*, 75, 401 (1966).
20. H.P.Zuker, B.Buck, J.B.McGrory. *Phys.Rev.Lett.*, 21, 39 (1968).
21. L.S.Celenza, R.N.Dreizler, A.Klein, G.I.Dreiss. *Phys.Lett.*, 23, 241 (1966).
22. P.B.Tollestrud, P.L.Jolivet. *Phys.Rev.*, C1, 398 (1970).

Рукопись поступила в издательский отдел
11 мая 1973 года.