

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



СЗ432
0-728

24/11-74

P15 - 8217

4911/2-74

Г.М.Осетинский, В.М.Семенов, Сон Вон Нам,
М.А.Фарук

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИИ $^{14}\text{N} ({}^3\text{He}, p) {}^{16}\text{O}$

1974

ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

P15 - 8217

Г.М.Осетинский, В.М.Семенов, Сон Вон Нам,
М.А.Фарук

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИИ $^{14}\text{N} ({}^3\text{He}, p) {}^{16}\text{O}$

ВВЕДЕНИЕ

Известно, что ядерные реакции в области малых энергий имеют сложный механизм: наряду с процессами, идущими через составное ядро, часто существенную роль играет прямое взаимодействие, причем не всегда удается выяснить соотношение между ними. В этой связи полезно рассмотреть, при каких условиях возможен теоретический расчет обоих механизмов во всех доступных каналах реакции. Такой анализ желателен не только для понимания механизма реакции, но и для проверки правильности принятой в расчетах структуры участвующих в реакции ядер. Этой задаче в значительной степени посвящено приведенное в данной работе исследование реакции $^{14}\text{N}(^3\text{He}, p)^{16}\text{O}$, где в интервале 2,1 - 4,1 МэВ получены подробные данные по дифференциальным сечениям и угловым распределениям различных групп протонов рассматриваемой реакции. До настоящей работы реакция $^{14}\text{N}(^3\text{He}, p)^{16}\text{O}$ изучалась в работах /1-3/. В работе /1/ изучена реакция переходов на основное состояние ^{16}O в диапазоне энергий 2,5 - 18 МэВ. Работа /2/ посвящена исследованию этой же реакции для перехода на большое число возбужденных состояний ^{16}O при $E = 18$ МэВ. Заметим, что получение подробных данных по угловым распределениям и дифференциальным сечениям имеет и практическое значение - для введения поправок при исследовании ядерных реакций, где трудно исключить присутствие примесей азота и где реакции на этом азоте искажают основной результат.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Работа выполнена на электростатическом генераторе ЭГ-5 ОИЯИ с использованием газовой мишени. Мишень заполнялась азотом до давления 50 мм ртутного столба. Измерения кривых возбуждения проводились одновременно тремя поверхностно-барьерными детекторами, расположенными под углами 45° , 90° , 135° в лаб. системе координат. Измерение угловых распределений осуществлялось пятью детекторами. Один из них - монитор - фиксировался под некоторым углом Θ , остальные устанавливались на кронштейне, вращение которого обеспечивало измерения в интервале углов 2° - 165° в л.с. Энергетическое разрешение всех спектрометрических трактов составляло ~ 80 кэВ для $E_\alpha = 5,5$ МэВ. Данные по дифференциальным сечениям и угловым распределениям получались путем вычисления площади энергетических спектров соответствующих групп. Вычисление площадей пиков, определение площадей неполностью разделенных пиков и вычитание фона осуществлялось по специальной программе на ЭВМ БЭСМ-4. Конструкция камеры и мишени, методика измерений, расчетные формулы дифференциальных и полных сечений аналогичны описанным ранее [1].

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

На рис. 1 приведены результаты измерений дифференциальных сечений для групп протонов $P_{1,2}$, P_3 , P_4 , P_5 , P_7 реакции $^{14}\text{N}(^3\text{He}, p)^{16}\text{O}$, измеренные под углами 45° , 90° , 135° в л.с. Измерения проводились в интервале 2,1 - 4 МэВ с шагом по энергии 45-50 кэВ. При проведении измерений, для исключения ошибок в определении геометрического фактора и чистоты пучка, выход протонов из исследуемой реакции нормировался по выходу протонов из реакции $^2\text{H}(^3\text{He}, p)^4\text{He}$. Стандартная относительная ошибка в измерении дифференциальных сечений составляет не более $\pm 7\%$. Она складывается из: статистической ошибки выхода реакции с учетом фона,

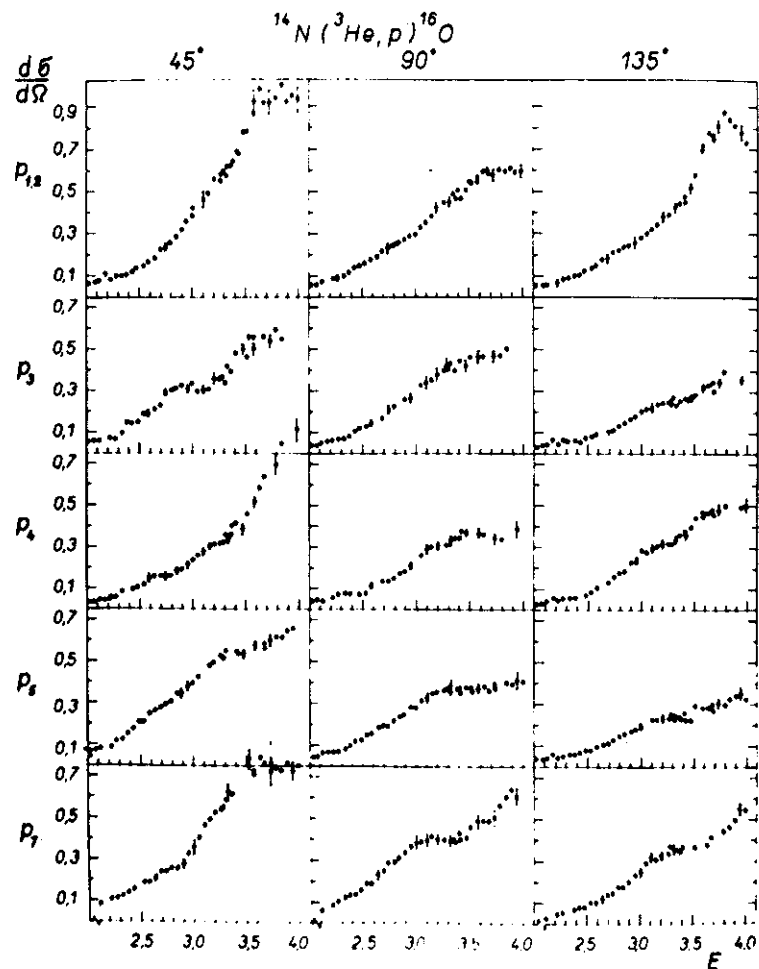


Рис. 1. Дифференциальные сечения реакций $^{14}\text{N}(^3\text{He}, p)^{16}\text{O}$ для групп протонов $P_{1,2}$, P_3 , P_4 , P_5 , P_7 . По оси абсцисс - энергия в МэВ, по оси ординат - $d\sigma/d\Omega$ в мб/стерад. Данные в л.с.; ошибки измерения $d\sigma/d\Omega$ - статистические.

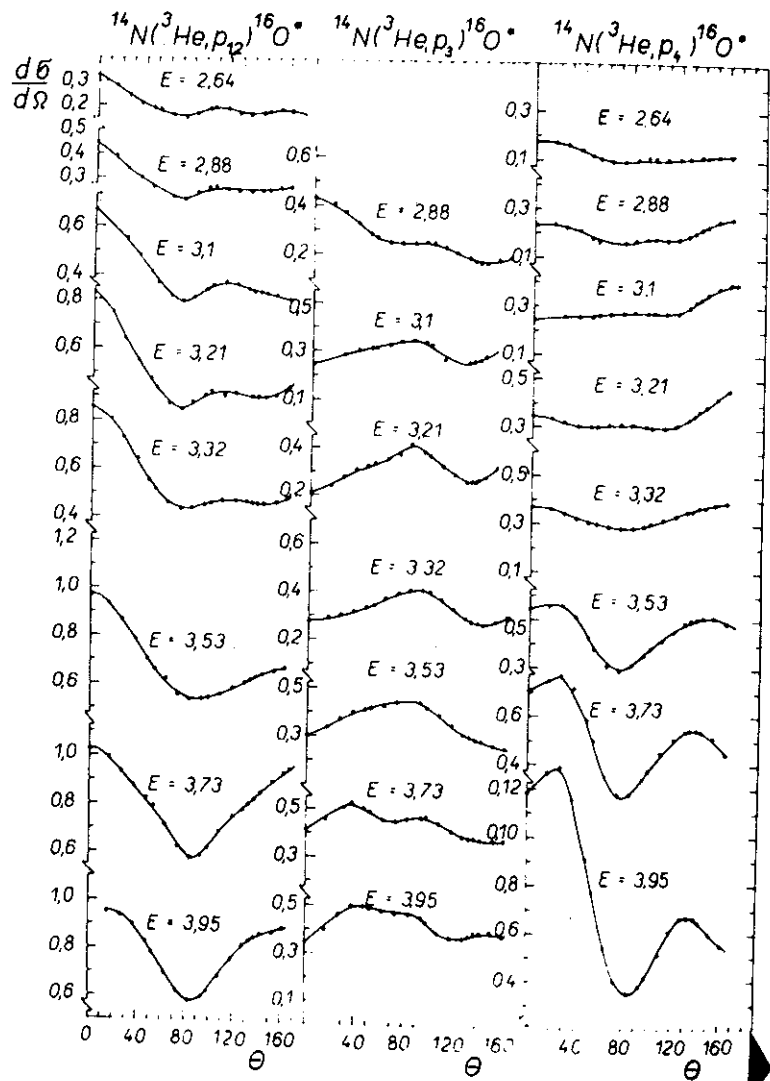
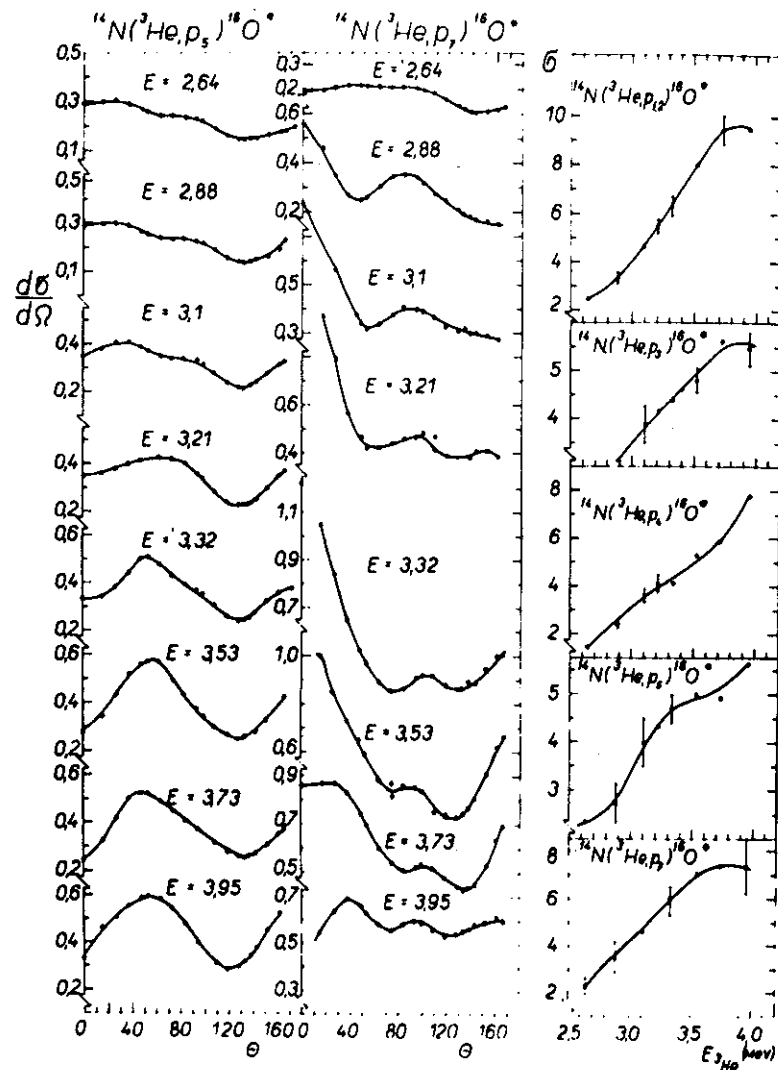


Рис. 2. Угловые распределения протонов реакции $^{14}\text{N}(^3\text{He}, p)^{16}\text{O}$ для групп p_1, p_3, p_4, p_5, p_7 . По оси абсцисс - угол наблюдения в градусах. По оси ординат - дифференциальные сечения в мб/стерад. Данные в л.с. Приведенные ошибки - статистические.



ошибки выделения пиков по программе на ЭВМ БЭСМ-4, ошибки определения числа падающих частиц /1%/, числа атомов в мишени /1%/ и ошибки в сечении реакции ${}^2\text{H}({}^3\text{He}, p){}^4\text{He}$ /3%/. Как видно из рисунка, дифференциальные сечения для всех протонных групп и углов вылета протонов с ростом энергии плавно растут. Резонансной структуры на кривых возбуждения и на кривых полных сечений для всех исследуемых групп протонов нет. На рис. 2 представлены результаты измерений угловых распределений для этих же групп протонов. Измерения проводились с шагом $5-10^\circ$ в диапазоне углов $2-165^\circ$ в лабораторной системе координат. Нормировка распределений проводилась по кривым абсолютных значений дифференциальных сечений под углом 90° . Как видно из рисунка, угловые распределения имеют сложный характер. Для групп $p_{1,2}$ при малых энергиях на передних углах проявляется слабый максимум, амплитуда которого с ростом энергии растет. Для группы p_3 угловое распределение в пределах ошибок наблюдения не зависит от направления вылета протонов. Для группы p_4 форма распределений очень близка к симметричной относительно 90° , переходя в асимметричную с проявлением максимума под малыми углами /при $E_{3\text{He}} > 3,53 \text{ МэВ}$ /. В группе p_5 анизотропия проявляется при $E_{3\text{He}}$ больших $3,21 \text{ МэВ}$, а для группы p_7 практически во всем диапазоне. Все это говорит о сложности механизма реакции, где наряду с проявлением механизма составного ядра осуществлен вклад прямого механизма взаимодействия. Естественно, что теоретическое описание полученных результатов должно проводиться с учетом влияния обоих механизмов. Для проведения этого анализа из полученных дифференциальных сечений, где это целесообразно, выделялся вклад, соответствующий механизму составного ядра, а оставшаяся часть угловых распределений рассматривалась как относящаяся к механизму прямого взаимодействия. Такой подход справедлив, если наблюдаемая асимметрия под малыми углами, принимаемая нами как результат проявления механизма прямого взаимодействия, не является результатом интерференции некоторых резонансных уровней составного ядра ${}^{17}\text{F}$.

Как будет показано в дальнейшем, с уверенностью об отсутствии интерференционных явлений можно говорить лишь об угловых распределениях группы p_5 . Для других групп такого утверждения сделать нельзя, хотя монотонно изменяющаяся форма кривых возбуждения, измеренных под углами $45^\circ, 90^\circ, 135^\circ$ /см. рис. 1/, указывает на незначительный вклад этой интерференции.

ВЫДЕЛЕНИЕ МЕХАНИЗМА СОСТАВНОГО ЯДРА

Расчет дифференциального сечения реакции, идущий через механизм составного ядра, проводился по статистической теории Хаузера-Фешбаха с оптическими параметрами, указанными в табл. 1. Расчет проводился по программе LIANA^{15/} на ЭВМ CDC-6200 с включением входных данных для уровней всех открытых каналов, проявляющихся при определенной энергии возбуждения составного ядра. Результаты, полученные для состояний p_3, p_4, p_5, p_7 конечного ядра ${}^{16}\text{O}$, показали, что расчетные дифференциальные сечения, как правило, в 2-3 раза больше экспериментальных. Этот результат не является неожиданным, поскольку, как известно^{16/}, расчет дифференциального сечения по теории Хаузера-Фешбаха не учитывает вклада в сечение от прямого процесса взаимодействия, в результате чего величина сечения получается завышенной. Это завышение может быть учтено умножением расчетного значения дифференциального сечения на фактор ослабления N , т.е.

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{сост.ядро}} = N \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{расч.}} \cdot X-\Phi$$

Из-за трудностей теоретического описания значение N может быть определено только из эксперимента. Использовалась следующая методика определения N . Первоначально определялось его значение для изотропного углового распределения, где с уверенностью можно было пренебречь вкладом прямого процесса взаимодействия и считать основным процесс, идущий через составное ядро. Согласно рис. 2а, наиболее благоприятный случай -

Таблица 1

Частица	V		r_v fm	a_v fm	W МэВ	W_D МэВ	r_w fm	a_w fm	r_c fm
	МэВ								
^3He	175,8	0,921		0,807	7,56	-	2,2	0,804	1,2
P ₁	50	1,141		0,715	-	4,8	1,26	0,42	1,3
P ₂	50	1,141		0,715	-	4,7	1,26	0,42	1,3
P ₃	50	1,141		0,715	-	4,55	1,26	0,42	1,3
P ₄	50,1	1,141		0,715	-	4,1	1,26	0,42	1,3
P ₅	50,3	1,41		0,715	-	4,0	1,26	0,42	1,3

это угловое распределение группы P_4 при $E = 2,64$ МэВ, для которого было рассчитано значение $N = 0,37$. Для определения фактора ослабления при других энергиях налетающих частиц использовались угловые распределения группы P_5 , по которым в изучаемом интервале энергий определялся максимальный фактор ослабления N_M / N_M - число, на которое необходимо умножить расчетные значения сечения по теории Хаузера-Фешбаха, чтобы получить касание экспериментального углового распределения в точке минимума с расчетными/. Полученная таким образом энергетическая зависимость $N_M = N_M(E)$ нормируется в точке $E = 2,64$ МэВ по известному уже значению $N = 0,37$. Полученные результаты представлены в табл. 2. Как видно из таблицы, зависимость $N = N(E)$ имеет линейно-убывающий характер, что согласуется с ранее опубликованными данными Долимора и др./7/. Эта энергетическая зависимость использовалась нами для выделения вклада составного ядра из экспериментальных кривых угловых распределений для состояний P_3, P_4, P_5, P_7 конечного ядра ^{16}O . Такой подход для определения $N = N(E)$ для других групп протонов является некоторым приближением, не имеющим в настоящий момент строгого экспериментального обоснования /о зависимости $N = N(E)$ упоминается в работе/7/. Вместе с тем, погрешности в выделении вклада составного ядра по методу Хаузера-Фешбаха, связанные с принятым приближением, не приводят к существенному изменению результатов анализа по методу искаженных волн. Выбор угловых распределений группы P_5 для определения $N_M = N(E)$ связан с относительно одинаковой формой этих распределений во всем диапазоне энергий налетающих частиц. Это означает, что заметная интерференция резонансов составного ядра отсутствует и что эти распределения можно описать во всем интервале энергий как сумму сечений процессов, проходящих через стадию составного ядра и прямого взаимодействия. Это утверждение подтверждается результатами расчетов, приведенными на рис. 3. На рисунке представлены экспериментальные угловые распределения группы P_5 , из которых вычтены вклады составного ядра по методу

Таблица II

$E_{^3\text{He}}$ МэВ	2,64	2,88	3,1	3,21	3,32	3,53	3,73	3,95
$H_M(p_s)$	0,45	0,33	0,4	0,38	0,38	0,34	0,31	0,3
H	0,37	0,34	0,32	0,3	0,29	0,27	0,25	0,22

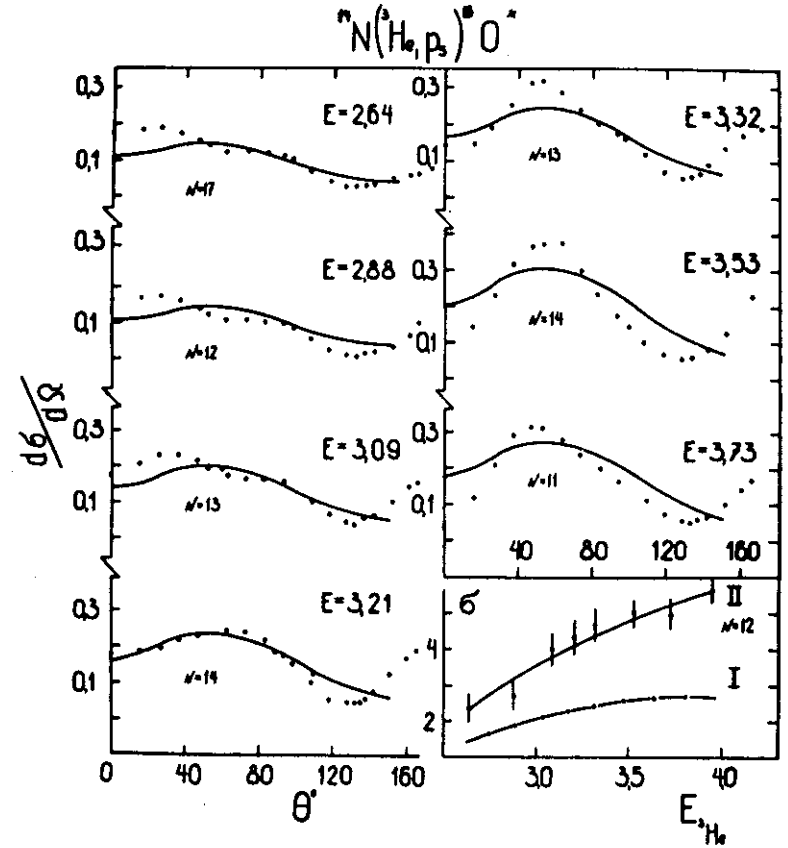


Рис. 3. Сравнение экспериментальных кривых угловых распределений реакции $^{14}\text{N}(^3\text{He}, p_5)^{16}\text{O}$ с расчетными по МИВ /сплошные линии/. Точки на графике - экспериментальные значения, в которых вычтен вклад механизма составного ядра. По оси абсцисс - энергия в МэВ. По оси ординат - $d\sigma/d\Omega$ в мб/стерад. В нижнем правом углу рисунка - сравнение экспериментальных значений полных сечений с расчетными, представляемых как сумма прямого процесса и процесса, протекаемого через стадию составного ядра /кривая II/. По оси абсцисс - энергия в МэВ. По оси ординат - сечение в миллибарнах. Кривая I - расчетные значения σ для реакции, идущей через составное ядро /расчет проведен по теории Хаузера-Фешбаха/.

Хаузера-Фешбаха с фактором ослабления N , взятым из табл. 2. Сплошными линиями показаны результаты расчетов сечения реакций прямого взаимодействия, проведенные по МИВ, с указанными на этих рисунках коэффициентами перенормировки N . Эти коэффициенты /см. уравнение 1 следующего параграфа/ взяты из условия наилучшего согласия теоретической и экспериментальной кривых. Среднее значение $N=13$ по всем кривым практически совпадает с перенормировочным коэффициентом, полученным из анализа энергетической зависимости полного сечения ($N=12$). В нижнем углу рисунка приведены данные полных сечений для рассматриваемой группы, где кривая I представляет расчетные значения полных сечений образования составного ядра, а кривая II - сумму расчетных сечений с учетом обоих механизмов реакции. Экспериментальные значения обозначены точками.

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ПО МЕТОДУ ИСКАЖЕННЫХ ВОЛН

Для анализа реакции $^{14}\text{N}(^3\text{He}, p)^{16}\text{O}$ использовалась программа на языке ФОРТРАН, вычисляющая дифференциальные сечения по методу борновского приближения искаженных волн в приближении нулевого радиуса взаимодействия и без спин-орбитальных сил в каналах. В рамках такого приближения сечение реакции $A(a, b) B(a > b)$ записывается в виде:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = ND_0^2 \frac{2J_B + 1}{2J_A + 1} \sum_{L, S, J, T} b_{S, T}^2 (T_A N_A T_N | T_B N_B)^2 \sigma_{L, S, J, T}(\Theta), \quad /1/$$

где L, S, J, T - орбитальный момент, спин, полный угловой момент и изоспин переданной пары нуклонов, $J_A T_A (N_A)$, $J_B T_B (N_B)$ - спин и изоспин /проекция изоспина/ начального (A) и конечного (B) ядер.

D_0^2 - константа нулевого радиуса действия в единицах $10^4 \text{ МэВ}^2 \text{ фм}^3$, приведена в работе /2/; $D_0^2 = 52$, N - перенормировочный фактор, $b_{S, T}^2$ - константа, приведенная

в обзоре /8/, σ_{LSJT} - парциальное дифференциальное сечение.

Выражение для парциального дифференциального сечения $\sigma_{LSJT}(\Theta)$ в случае двухнуклонной реакции передачи совпадает с выражением для однонуклонной передачи /см. работу /9/ / с тем отличием, что в интегралы перекрытия вместо одночастичной функции необходимо подставить двухчастичную волновую функцию захваченной пары $U_{LSJT}(r)$, называемую обычно формфактором. Для его вычисления использовался метод, указанный в работе /10/;

$$U_{LSJT}(r) = \sum_N G_{NLSJT} U_{NL}(r),$$

где

$$G_{NLSJT} = g \sum_{\gamma} B(\gamma JT) \langle n_0 n_L; L | n_1 \ell_1 n_2 \ell_2; L \rangle \Omega_{\gamma}$$

При этом γ обозначает конфигурацию переданной пары в конечном ядре $\gamma = [(n_1 \ell_1 j_1, n_2 \ell_2 j_2)]$. $U_{NL}(r)$ - радиальная функция движения центра масс переданной пары в конечном ядре. Для ее вычисления используется потенциал гармонического осциллятора. Параметр частоты осциллятора ν определяется двумя способами: $a/\nu^{-1} = 0,9A^{1/3} + 0,7$ и $b/\nu^{-1} = 1,01A^{1/3}$, из которых первый лучше описывает поведение ядерных радиусов в зависимости от $A^{1/3}$. Неправильное асимптотическое поведение U_{NL} исправляется заменой ее функцией Ханкеля $h_L(ikr)$ при $r > R_m$, где радиус сшивания R_m определяется из условия непрерывности логарифмических производных. Параметр функции Ханкеля k определяется энергией связи

пары: $k = \sqrt{\frac{4M\epsilon_B}{\hbar^2}}$. Величина $B(\gamma JT)$, входящая в опреде-

ление G_{NLSJT} , называется спектроскопическим коэффициентом. Она содержит информацию о структуре начального и конечного ядер.

$$B(\gamma JT) = \left(\frac{A+2}{A} \right)^{1/2} \int [\Phi_{J_A T_A}^*(A) \times \Phi_{\gamma LSJT}^*(r_1 r_2)] \Big|_{J_B}^{T_B} \Phi_{J_B T_B}(B) dB.$$

Волновые функции состояний ядра кислорода, необходимые для расчета $B(\gamma JT)$, брались из работы Цукера и др. /12/.

Таблица 3.

в которой они рассчитывались по модели оболочек с определенными остаточными силами в схеме $vtJT$ /синьорити, приведенный изоспин, полный угловой момент и изоспин/, причем пространство конфигураций ограничено $1p_{1/2} 1d_{5/2} 2s_{1/2}$ оболочками сверх остова ^{12}C . Поскольку для состояния $^{16}O(J_B = 2^+) = 9,85 \text{ МэВ}$ в указанной работе волновая функция не приведена, использовали значения $B(\gamma JT)$, вычисленные по аналогичной модели с несколько отличающимися матричными элементами остаточных сил и с учетом $1p_{3/2} 1d_{3/2}$ оболочек. Для остальных состояний P_1, P_3, P_4, P_5 конечного ядра ^{16}O величина $B(\gamma JT)$ рассчитывалась по изложенной в статье Товнерла и Харди^{8/} схеме, а необходимая для расчета волновая функция конечного ядра ^{14}N в основном состоянии взята из работы Вейбецана и др.^{12/} Результаты расчета приведены в табл. 3. Входящие в выражение для σ_{LSJT} искаженные волны находятся численным интегрированием уравнения Шредингера по методу Фокса-Гудвина с оптическим потенциалом вида:

$$U(r) = V_c(r) - V(1 + \exp x)^{-1} - i(W - 4W_D \frac{d}{dx})(1 + \exp x)^{-1}$$

где

$$x = \frac{(r - r_v A^{1/3})}{a_v} \quad x' = \frac{(r - r_w A^{1/3})}{a_w}$$

$$V_c(r) = \frac{zZe^2}{r} \quad \text{при } r > R_c = r_c A^{1/3}$$

$$\frac{zZe^2}{2R^2} \left(3 - \frac{r^2}{R_c^2}\right) \quad r \leq R_c$$

Используемые в расчете оптические параметры приведены в табл. 1. Они взяты для входного канала из работы^{11/}, для выходного - из^{12/}, причем глубины действительной и мнимой части протонного потенциала найдены

	L	J	$B(\gamma JT)$	N	$\sqrt{S(\gamma JT)}$
P_1	0	I	$B(s^2 10) = 0,043$	35,4	0,07
			$B(d^2 10) = 0,028$		0,046
			$B(p^2 10) = 0,582$		0,582
P_3	0	I	$B(d^2 10) = 0,06$	92	0,16
P_4	I	0	$B(sp 00) = 0,5$	12,6	-0,5
			$B(sp 10) = 0,567$		0,567
P_5	I	2	$B(pd 20) = 0,446$	14	-0,446
		3, 2,3	$B(pd 30) = 0,872$		0,872
P_7	0	I	$B(s^2 10) = 0,49$	0,145	0,052
			$B(d^2 10) = 0,8$		0,085
			$B(p^2 10) = 0,256$		0,027

путем линейной экстраполяции их значений при 18-32 МэВ к нашим энергиям. В соответствии с данными работ^{13-15/} это справедливо для параметров действительной части потенциала, однако для мнимой части могут возникнуть неоднозначности, связанные с нелинейным убыванием W_D . Для исследования того, насколько чувствительна форма и величина рассчитываемого сечения на изменение параметров k, ν и W_D , были проведены расчеты с введением различных параметров W_D, k и ν . Результаты расчетов представлены на рис. 4, где сплошная кривая описывает сечения, когда

$$W_D = 4,55 \quad k = 1,23 \quad 2\nu = 0,7$$

$$\text{простой} \\ \text{пунктир } W_D = 3,6 \quad k = 1,23 \quad 2\nu = 0,7$$

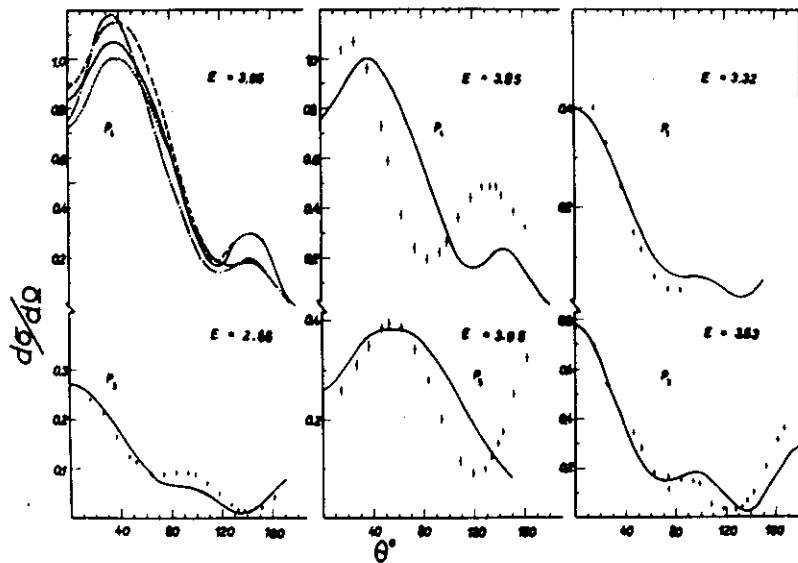


Рис. 4. Сравнение расчетных кривых угловых распределений для групп протонов P_1, P_3, P_4, P_5, P_7 реакции $^{14}\text{N}(^3\text{He}, p)^{16}\text{O}$ с экспериментальными. Сплошные кривые - расчет по МИВ. Точки на кривой - экспериментальные угловые распределения, в которых вычтен вклад механизма составного ядра, рассчитываемого по методу Хаузера-Фешбаха.

штрих-пунктир	$W_D = 4,55$	$k = 1,14$	$2\nu = 0,7$
точки	$W_D = 4,55$	$k = 1,23$	$2\nu = 0,67$.

Из рисунка видно, что неоднозначность выбора этих параметров $\sim 15\%$ мало влияет на результат расчета. Последнее облегчает анализ результатов по МИВ. В табл. 3 приведены значения переданного орбитального момента L , спина J , спектроскопические коэффициенты $V(\gamma JT)$, вычисленные с помощью модели Цукера и др.^{12/} и перенормировочные факторы N для групп протонов P_1 ,

P_3, P_4, P_5, P_7 конечного ядра. Как следует из работы^{12/} используемая при расчетах модель Цукера более надежно описывает состояние отрицательной четности, чем положительной. Поэтому, обращаясь к табл. 3, мы считаем надежно определенными величины $V(\gamma JT)$ для групп P_4 и P_5 и перенормировку сечения для других групп проводим по этим примерам.

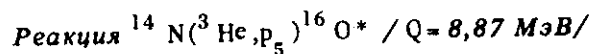
Мы определили "подгоночные" спектроскопические коэффициенты $\sqrt{S(\gamma JT)}$ для состояний положительной четности, взяв для расчета этих состояний перенормировочную постоянную $N=13$ /среднее N для P_4 и P_5 /. Значения коэффициентов приведены в последнем столбце табл. 3. На рис. 4 представлены теоретические угловые распределения для исследуемых групп протонов /сплошные кривые/ с приведенными в таблицах 1 и 3 параметрами.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

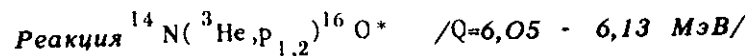
Реакция $^{14}\text{N}(^3\text{He}, p_4)^{16}\text{O}^*/ Q = 7,12 \text{ МэВ}/$

Из экспериментального углового распределения, приведенного на рис. 2, следует, что переданный момент равен $L=1$. Значительного вклада других нечетных L нет. Это приводит к выводу, что в реакции, в основном, происходит передача $n-p$ пары в конфигурацию $s-p$. Спектроскопические расчеты приводят к такому же результату /см. коэфф. $V(\gamma JT)$ в табл. 3/. Заметим, что сделанные выводы справедливы при отсутствии интерференции уровней составного ядра. И хотя кривая возбуждения для этой группы протонов во всем диапазоне энергий имеет плавный монотонно-возрастающий характер, окончательное заключение об отсутствии этого явления сделать трудно в связи с изменением формы угловых распределений с ростом энергии. Как видно из рис. 4, расчетные и экспериментальные кривые имеют качественно одинаковую форму при энергии $E=3,95 \text{ МэВ}$. Поэтому естественно предположить, что прямой процесс взаимодействия может играть преобладающую роль лишь

при $E = 3,95 \text{ МэВ}$. Небольшой сдвиг расчетного значения в сторону больших углов может быть отнесен за счет неопределенности в выборе оптических параметров входного канала в области энергий 3-4 МэВ.



Как указывалось в §2, угловое распределение группы может быть описано суммой вкладов механизма составного ядра и прямого процесса взаимодействия. Из спектроскопических расчетов /см. табл. 3/ следует, что передача $n-p$ пары происходит в $(p_{1/2} d_{5/2})$ конфигурацию, которая по правилам отбора допускает следующие сочетания переданных моментов: $L=1, J=2$, и $L=3, J=2, J=3$. Использование этих значений /как видно из рис. 3/ приводит к хорошему согласию с экспериментальными угловыми распределениями. Отметим, однако, что при углах, больших 120° , экспериментальное сечение имеет ярко выраженную анизотропию, которую трудно описать механизмом простого срыва.



Для группы p_1 , из-за невозможности энергетического разрешения групп p_1 и p_2 , количественное выделение вклада составного ядра смысла не имеет.

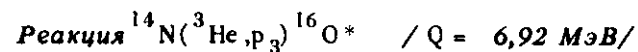
При углах, больших 60° , вклад p_2 в группу $p_{1,2}$ доминирует. Имеет смысл провести /что и было сделано/ полуколичественный анализ при углах, меньших 60° , где из углового распределения была выделена его изотропная часть с сечением, равным $\sim 0,4 \text{ мб/ср}$. Это дало возможность выделить часть углового распределения, отвечающего прямому процессу для группы p_1 , поскольку правило отбора ($L=0$) однозначно указывает на доминирующий вклад этого состояния ($J_B^\pi = 0^+$) при малых углах. Для группы $p_1 - J_B^\pi = 0^+ \cdot L=0$ и 2, для группы $p_2 - J_B^\pi = 3^-$ и $L=1,3$. Для состояния ядра ^{16}O , соответствующего группе p_1 , волновая функция

модели оболочек является суперпозицией $(0p-0h)$ и $(4p-4h)$ компонент. Компонента $(0p-0h)$ соответствует передаче пары в $1s$ -состоянии на конфигурацию $(1p_{1/2})^2$. Компонента $(4p-4h)$ соответствует передаче пары в $2s$ -состоянии на конфигурации $(1d_{5/2})^2$ и $(2s_{1/2})^2$. Вклад в сечение реакции $2s$ -состояния переданной пары в среднем на порядок больше вклада $1s$ -состояния, поэтому коэффициенты $V(s^2, 1, 0)$ и $V(d^2, 1, 0)$, которыми $2s$ -состояние входит в выражение для сечения, играют гораздо более существенную роль, чем $V(p^2, 1, 0)$.

В связи с этим при анализе экспериментальных данных надежная оценка величины $V(p^2, 1, 0)$ затруднена. Как видно из табл. 3 /см. значение N и соотношение между V и \sqrt{S} /, коэффициенты $V(\gamma J T)$ моделью занижены почти в два раза, причем расхождение между V и \sqrt{S} гораздо больше всех возможных неоднозначностей, появляющихся при вычислении сечения. Однако указанное расхождение может быть отнесено за счет неточности волновой функции основного состояния ^{14}N , взятой из работы /2/. Проведенные расчеты, например, дают для нее выражение

$$\Phi(^{14}\text{N}) = 0,957 p^2 + 0,2 d^2 + 0,21 s^2$$

и при использовании этой функции для $V(\gamma J T)$ получаем значения, в 1,8 раза превышающие \sqrt{S} . Отметим, что предположение о прямом механизме справедливо в диапазоне 2,8 - 3,5 МэВ, так как при углах 60° , где проводится анализ, характер углового распределения качественно не меняет свой вид.



Угловые распределения группы p_3 приведены также в работе /2/. Однако их формы недоступны для анализа по МИВ. В условиях нашего эксперимента этот анализ может быть проведен при энергии 2,88 МэВ, поскольку при более высоких энергиях форма угловых распределений имеет сложный характер. При анализе использовались волновые функции ядра ^{16}O , взятые из работы

Цукера^{12/}. Расчет приводит к тому, что от нуля отличен лишь коэффициент $V(d^2, 1, 0) = 0,06$, который формируется за счет $(4p-4h)$ конфигурации $d^4(2,0,2)$. Сравнение приведенных в табл. 3 значений $V(\gamma JT)$ и \sqrt{S} говорит либо о занижении вклада $(4p-4h)$ конфигурации, либо о неточности волновой функции ^{14}N /прямой процесс передачи $n-p$ пары идет за счет $(4p-4h)$ компоненты волновой функции ^{16}O /. До настоящего заключения предполагалось, что за переход $n-p$ пары в основном ответственно $(2p-2h)$ компонента волновой функции. Мы пренебрегли вкладом $L=2$, так как сечение в этом случае на два порядка меньше случая, когда $L=0$.

Реакция $^{14}N(^3He, p_7)^{16}O^*$ / $Q = 9,87 \text{ МэВ}$ /

Анализ проводился аналогично случаю p_5 . Расчет по МИВ показал, что при $E < 3,21$ и $E > 3,73 \text{ МэВ}$ наблюдается заметный вклад других механизмов реакции /например, возможна интерференция резонансов/. Из вида угловых распределений следует, что наиболее благоприятная область /в смысле отсутствия других механизмов/ находится в интервале $3,21-3,53 \text{ МэВ}$, для которой и проводится анализ. В соответствии со спектроскопическими расчетами передача $n-p$ -пары происходит в $(2s_{1/2})^2$, $(1d_{5/2})^2$ и $(1p_{1/2})^2$ -конфигурации. Так же как и в случае с группой p_1 , вклад $(1p_{1/2})^2$ -конфигурации дает малую поправку к сечению n , следовательно, значение $V(\gamma JT)$ для этой конфигурации практически не влияет на величину дифференциального сечения. Как видно из рис. 4 наблюдается хорошее согласие по форме расчетного дифференциального сечения с экспериментальным, однако значение $N=0,145$ указывает на то, что спектроскопические коэффициенты $V(\gamma JT)$ завышены, примерно, в 10 раз. Это говорит о том, что при расчете $V(\gamma JT)$ был завышен вклад $(2p-2h)$ конфигураций в волновую функцию состояния ^{16}O . Для того чтобы получить спектроскопические коэффициенты \sqrt{S} , приведенные в табл. 3 /последний столбец/, необходимо увеличить вклад $(4p-4h)$ конфигураций и значительно

уменьшить вклад $(2p-2h)$ конфигураций в волновую функцию ^{16}O . Известно, что состояние ^{16}O положительной четности, к которым относятся группы p_5, p_7 , является суперпозицией $(0p-0h), (2p-2h)$ и $(4p-4h)$ конфигураций и, как следует из работ^{12/}, модель оболочек завышает вклад в волновую функцию $(2p-2h)$ конфигураций, а вклад $(4p-4h)$ занижает. Полученные нами результаты подтверждают этот вывод.

Авторы выносят глубокую благодарность Г.Эгеру за проведение расчетов волновых функций, а также С.Л.Голубеву и М.В.Савенковой за помощь в работе.

Литература

1. O.M.Bilaniuk, H.T.Fortune, I.D.Garrett, R.Middleton, Nucl.Phys., A180, 69 (1972).
2. R.Weibezahn, H.Freisleben, F.Pühlhofer, R.Bock, Nucl.Phys., A176, 645 (1971).
3. G.Bassompierre. Annales de Physique Tome 1, No. 1 - 2, 17 (1966).
4. М.Абузейд, Г.М.Осешинский, Я.Тыкэ, Б.Фрыцин. Сообщение ОИЯИ P15-7271, Дубна, 1973.
5. W.R.Smith/ Comp.Phys.Com., 1, 181 (1969).
6. P.E.Hodson, S.Wilmore. Proc. Phys.Soc., 90, 361 (1967).
7. P.J.Dallimore, I.Hall. Nucl.Phys., 88, 193 (1966).
8. I.S.Towner, I.C.Hardy. Adv. Phys., 18, 407 (1969).
9. К.А.Грибнев, Л.В.Краснов, И.Н.Кухмина, В.К.Лукьянов, В.И.Никишина, В.И.Фурман. ОИЯИ, 2458, Дубна, 1965.
10. N.K.Glendenning. Phys.Rev., 137, B103 (1965).
11. I.Blomquist, A.Molinari, Nucl.Phys., A106, 545 (1968).
12. A.P.Zuker, B.Buck, I.B.McGrory. Phys.Rev.Lett., 21, 39 (1968).
13. A.R.Knudson and F.C.Yong. Nucl.Phys., A149, 323 (1970).
14. C.V.Duke. Phys.Rev., 129, 681 (1963).
15. I.M.Cameron, W.T. van Oers. Phys. Rev., 184, 1061 (1969).

Рукопись поступила в издательский отдел
19 августа 1974 года.