

M-695

1400/2-76

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



19/IV-76

P7 - 9495

В.Л.Михеев, А.Г.Артюх, В.В.Волков, Г.Ф.Гриднев

РЕАКЦИИ МНОГОНУКЛОННЫХ ПЕРЕДАЧ  
В СИСТЕМЕ  $^{94}\text{Zr} + ^{22}\text{Ne}$

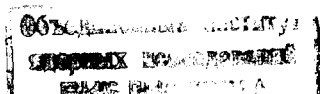
1976

P7 - 9495

В.Л.Михеев, А.Г.Артюх, В.В.Волков, Г.Ф.Гриднев

РЕАКЦИИ МНОГОНУКЛОННЫХ ПЕРЕДАЧ  
В СИСТЕМЕ  $^{94}\text{Zr} + ^{22}\text{Ne}$

*Направлено в ЯФ*



## 1. ВВЕДЕНИЕ

При облучении  $^{232}\text{Th}$  ионами  $^{16}\text{O}$ ,  $^{15}\text{N}$ ,  $^{22}\text{Ne}$  и  $^{197}\text{Au}$  ионами  $^{16}\text{O}$  в работах /1-3/ для легких продуктов прямых реакций была установлена зависимость выхода изотопов данного элемента от разности масс начальных и конечных ядер  $Q_{gg}$ .

Для изотопов определенного элемента, образующихся при срыве двух и более протонов с бомбардирующей частицы, эта зависимость имеет вид

$$\ln(d\sigma/d\Omega) = \text{const}_1 \cdot Q_{gg} + \text{const}_2. \quad /1/$$

В рамках традиционных механизмов прямых реакций зависимость /1/ объяснить не удастся: Ряд теоретических подходов к анализу зависимости /1/ опирается на представление о том, что в реакциях многонуклонных передач проявляются особенности как классических прямых реакций, так и составного ядра. В работе /4/ впервые была предложена гипотеза о возможности частичного статистического равновесия в прямых ядерных реакциях. Эта гипотеза позволила получить зависимость /1/ из теории.

При анализе зависимости /1/ в рамках статистической теории в работе /5/ реакции многонуклонных передач рассматривались как процессы, проходящие через стадию, аналогичную стадии образования составного ядра.

В работах /6, 7/ основанием для применения статистической теории к обмену нуклонами между ядрами послужила гипотеза об образовании в прямых реакциях с тяжелыми ионами относительно долгоживущей двойной ядер-

ной системы. Эта гипотеза позволяет наиболее последовательно и непротиворечиво объяснить экспериментальные факты<sup>/8/</sup>.

Из других теоретических подходов, интерпретирующих зависимость /1/, следует отметить работу<sup>/9/</sup>, в которой использовалась двухцентровая потенциальная модель в комбинации с методом молекулярных волновых функций. В работе<sup>/10/</sup> при анализе экспериментальных результатов<sup>/1-3/</sup> были получены указания на существенную роль неравновесных процессов. Авторам работы<sup>/10/</sup> удалось объяснить зависимость /1/ без привлечения концепции составного ядра.

В целом же область применимости и физические обоснования зависимости /1/ нуждаются в дальнейшем экспериментальном изучении и теоретическом анализе.

Систематика сечений реакций многоуклонных передач указывает на сильное влияние кулоновских эффектов при передаче нуклонов. Они проявляются в примерно параллельном сдвиге прямых для разных элементов, построенных в полулогарифмическом масштабе в соответствии с зависимостью /1/.

В настоящей работе были измерены сечения образования различных изотопов при облучении  $^{94}\text{Zr}$  ионами  $^{22}\text{Ne}$ . Цирконий отличается по атомному номеру  $Z$  от тория более чем вдвое. Относительная роль кулоновских эффектов на  $\text{Zr}$  существенно меньше, чем на  $\text{Th}$ . Это позволяет четче выявить факторы, отличные от кулоновских, влияющие на систематику сечений реакций многоуклонных передач.

## 2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Опыты проводились на 310-сантиметровом циклотроне тяжелых ионов ОИЯИ. Мишень из металлического  $^{94}\text{Zr}$  /изотопное содержание >94%/ толщиной 2,3 мг/см<sup>2</sup> облучалась ионами  $^{22}\text{Ne}$  с энергией 174 МэВ. Для регистрации легких продуктов ядерных реакций использовалась комбинация методов магнитного анализа и  $\Delta E, E^{11/}$ .

Продукты реакций, вылетевшие из мишени под углом  $12^\circ$  к пучку, проходили через магнитный спектрометр и регистрировались в выходном фокусе телескопом из кремниевых поверхностно-барьерных детекторов. Детектор  $\Delta E$  имел толщину 60 мкм и диаметр чувствительной области 16 мм. Двумерные  $\Delta E, E_0 - \Delta E$  спектры регистрировались амплитудным анализатором в режиме 64x64 канала.

Энергетические спектры продуктов реакций получены путем измерения выходов при различных магнитных полях в спектрометре. Выходы продуктов в различных зарядовых состояниях суммировались. Нормировка выходов проводилась по ионному току, измерявшемуся цилиндром Фарадея, и потоку упруго рассеянных ионов, зарегистрированных мониторным детектором.

## 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА И ОБСУЖДЕНИЕ

Энергетические спектры 24 изотопов  $\text{Be}$ ,  $\text{B}$ ,  $\text{C}$ ,  $\text{N}$ ,  $\text{O}$ , полученные при облучении  $^{94}\text{Zr}$  ионами  $^{22}\text{Ne}$ , представлены на рис. 1. Относительная точность определения сечений составляет 10-30% в зависимости от величины выхода. Спектры  $^{12}\text{Be}$ ,  $^{15}\text{B}$ ,  $^{18}\text{C}$ ,  $^{21}$ ,  $^{22}\text{O}$  не приведены, поскольку их низкий относительный выход позволил оценить лишь величины сечений образования.

Спектры на рис. 1 по форме сходны с аналогичными спектрами, наблюдавшимися при облучении  $^{232}\text{Th}$  /3/. Ширина на половине высоты составляет 30-50 МэВ. С ростом массового числа  $A$  изотопа максимумы спектров смещаются в сторону высоких энергий. Основные части спектров расположены существенно выше кулоновских барьеров, отмеченных стрелками. Толщина стрелок соответствует диапазону изменения кулоновских барьеров для разных изотопов данного элемента. Кулоновские барьеры вычислялись для соприкасающихся сферических ядер. Величина параметра радиуса принята  $r_0 = 1,46 \text{ Ф}$  и в этом, и во всех последующих расчетах.

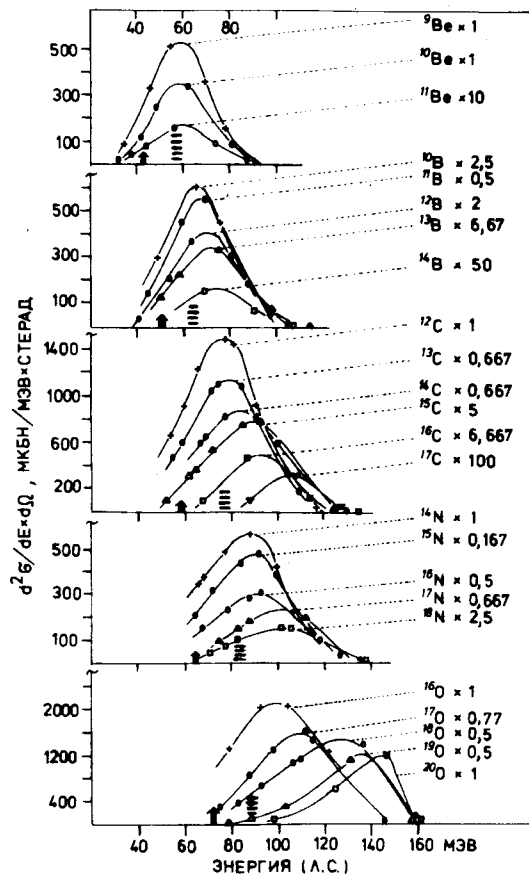


Рис. 1. Энергетические спектры изотопов Be, B, C, N, O, полученные при облучении  $^{94}\text{Zr}$  ионами  $^{22}\text{Ne}$  с энергией 174 МэВ. Все сечения умножены на коэффициенты, указанные в правой части рисунка. Стрелками обозначены энергии, соответствующие выходным кулоновскому барьерам, заштрихованными полосами - суммы кулоновского и центробежного барьеров.

Путем интегрирования по энергии спектров  $d^2\sigma/dE \cdot d\Omega$  были получены величины  $d\sigma/d\Omega$ , приведенные в табл. 1. На рис. 2 эти величины представлены в зависимости от  $Q_{gg}$ .

Положение прямых для изотопов Be, B, C, N определено по методу наименьших квадратов. Линия для изо-

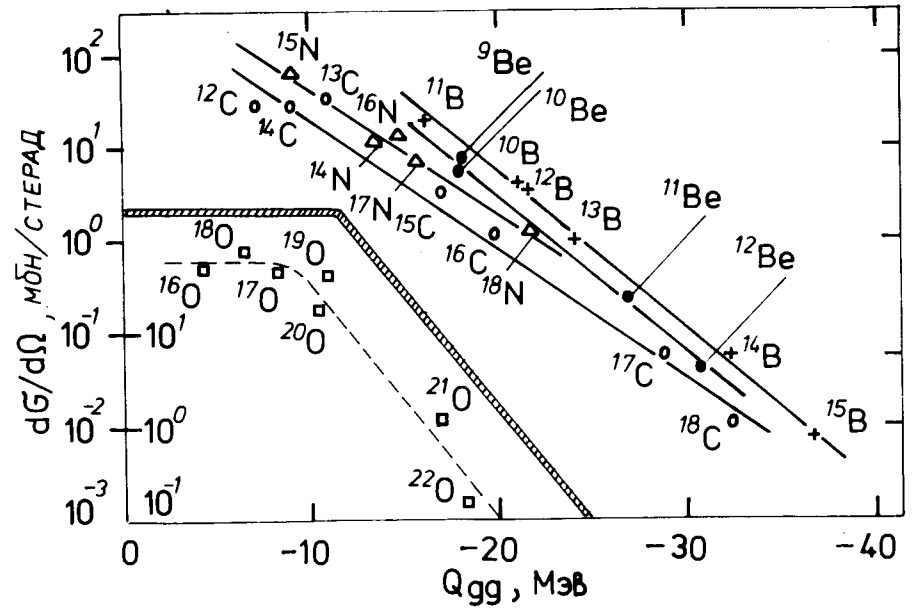


Рис. 2. Дифференциальные сечения образования изотопов Be, B, C, N, O в зависимости от  $Q_{gg}$  для системы  $^{94}\text{Zr} + ^{22}\text{Ne}$ .  $\theta_{л.с.} = 12^\circ$ .

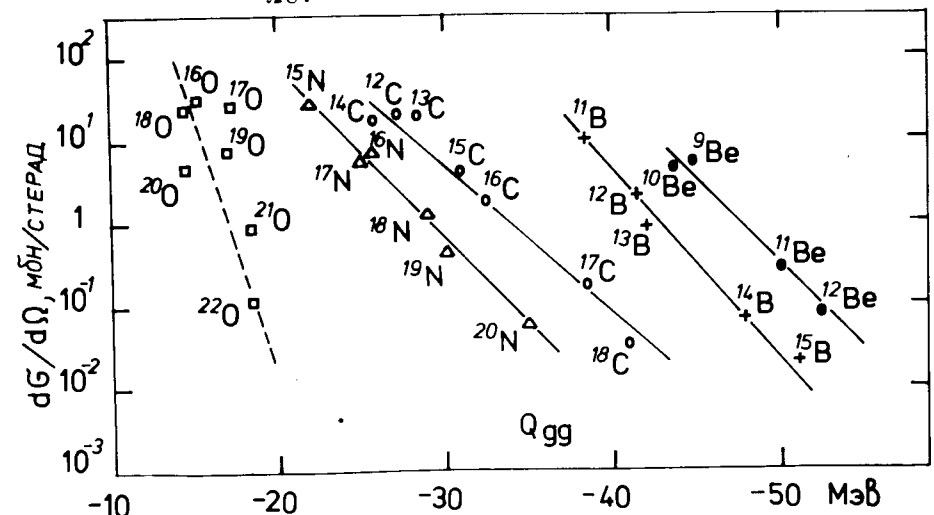


Рис. 3. Дифференциальные сечения образования изотопов Be, B, C, N, O в зависимости от  $Q_{gg}$  для системы  $^{232}\text{Th} + ^{22}\text{Ne}$ .  $\theta_{л.с.} = 12^\circ$ .

Таблица 1

Дифференциальные сечения образования изотопов ( $12^\circ$  л.с.) при облучении  $^{94}\text{Zr}$  ионами  $^{22}\text{Ne}$  (174 МэВ)

Изотоп	$d\sigma/d\Omega$ , мбн/ср	Изотоп	$d\sigma/d\Omega$ , мбн/ср
$^9\text{Be}$	8,2	$^{17}\text{C}$	0,05
$^{10}\text{Be}$	5,5	$^{18}\text{C}$	0,01
$^{11}\text{Be}$	0,24	$^{14}\text{N}$	11,8
$^{12}\text{Be}$	0,04	$^{15}\text{N}$	64,5
$^{10}\text{B}$	4,0	$^{16}\text{N}$	13,5
$^{11}\text{B}$	18,5	$^{17}\text{N}$	7,3
$^{12}\text{B}$	3,5	$^{18}\text{N}$	1,4
$^{13}\text{B}$	0,93	$^{16}\text{O}$	51
$^{14}\text{B}$	0,05	$^{17}\text{O}$	46,7
$^{15}\text{B}$	0,007	$^{18}\text{O}$	81
$^{12}\text{C}$	30	$^{19}\text{O}$	44
$^{13}\text{C}$	34	$^{20}\text{O}$	17,5
$^{14}\text{C}$	30	$^{21}\text{O}$	1,1
$^{15}\text{C}$	3,5	$^{22}\text{O}$	0,14
$^{16}\text{C}$	1,2		

топов кислорода проведена просто для сведения точек в одну систему. Из рис. 2 видно, что выход изотопов Be, B, C, N достаточно хорошо согласуется с зависимостью /1/. На изотопах кислорода эта зависимость нарушается.

Для сравнения на рис. 3 приведены данные по зависимости сечений многонуклонных передач от  $Q_{gg}$ , полученные под углом  $12^\circ$  при облучении  $^{232}\text{Th}$  ионами  $^{22}\text{Ne}/12^\circ$ .

Видно, что расстояние между прямыми для изотопов N, C, B, Be в случае  $^{94}\text{Zr}$  значительно меньше, чем в случае  $^{232}\text{Th}$ . Очередность расположения прямых для

N, C и B, Be в случае  $^{94}\text{Zr}$  обратна той, что наблюдается для  $^{232}\text{Th}$ . Наклон же прямых довольно близок. Параметры этого наклона, т.е. величины  $\text{const}_1$  из соотношения /1/, приведены в табл. 2.

Таблица 2

Коэффициенты пропорциональности между  $\ln[d\sigma/d\Omega \text{ мбн/ср}]_{12^\circ}$  и  $Q_{gg} / \text{МэВ}$  для изотопов элементов, образующихся при облучении  $^{232}\text{Th}$  и  $^{94}\text{Zr}$  ионами  $^{22}\text{Ne} / 174 \text{ МэВ}$

Система	Элемент			
	Be	B	C	N
$^{232}\text{Th} + ^{22}\text{Ne}$	0,46	0,55	0,41	0,51
$^{94}\text{Zr} + ^{22}\text{Ne}$	0,39	0,38	0,31	0,29

### 3.1. Возможная статистическая интерпретация

Можно предположить, что реакции многонуклонных передач проходят через стадию образования специфической двойной ядерной системы /6-8/. В такой системе скорость относительного движения ядер мала, и поверхности их в значительной степени перекрываются. Несмотря на интенсивное взаимодействие, ядра в основном сохраняют свою индивидуальность за счет прочно связанных нуклонов внутренних оболочек. Из-за значительного исходного углового орбитального момента двойная ядерная система до распада поворачивается как целое на угол, составляющий заметную часть от оборота. Время существования системы  $\sim 10^{-21}$  с/ достаточно для установления частичного статистического равновесия в отношении обмена энергией и нуклонами. Это позволяет

применить к анализу распада двойной ядерной системы статистический подход, полагая, что вероятность образования продуктов реакций будет определяться плотностью состояний конечных ядер. Если для плотности уровней использовать выражение с постоянной температурой, то для дифференциальных сечений  $d\sigma/d\Omega$  можно получить<sup>/6-8/</sup> следующее выражение:

$$d\sigma/d\Omega = \text{const} \cdot \exp \left\{ \frac{1}{T} [Q_{gg} + \Delta E_c + \Delta E_{rot} - \delta_n - \delta_p] \right\}. \quad /2/$$

$\Delta E_c$  и  $\Delta E_{rot}$  - разности соответственно кулоновских и вращательных энергий во входном и выходном каналах,  $\delta_n$  и  $\delta_p$  - поправки, учитывающие спаривание нейтронов и протонов.

В случае  $^{232}\text{Th}$  /см. рис. 3/ основной эффект в систематике сечений наряду с  $Q_{gg}$ , по-видимому, дает член  $\Delta E_c$ . Он приводит к сдвигу прямых для разных элементов. Относительное сближение прямых для N, C и B, Be, видимо, связано с эффектами спаривания протонов.

В случае  $^{94}\text{Zr}$  /см. рис. 2/  $\Delta E_c$  существенно меньше, чем для  $^{232}\text{Th}$ . Это приводит к сближению прямых для разных элементов. Видимо,  $\delta_p$  при образовании C и Be превышает  $\Delta E_c$  при переходе от N к C и от B к Be. Это и приводит к изменению последовательности прямых для этих элементов на рис. 2 по сравнению с рис. 3.

### 3.2. Учет спаривания

Нуклоны в исследуемых нами реакциях в основном передаются на сильно возбужденные уровни<sup>/13/</sup>. В общем случае они, по-видимому, оказываются неспаренными. Соответственно, при учете только  $Q_{gg}$  оценка тепловой энергии возбуждения на конечной стадии взаимодействия оказывается завышенной на величину энергии, выделяющейся при объединении нуклонов в пары. Таким образом, относительные парные поправки  $\delta_n$  и  $\delta_p$  могут быть приняты равными сумме энергий спаривания общего числа пар нуклонов, переданных в ядра-акцепторы. Механизм ядерных реакций при этом предполагается двухтактным.

Учет спаривания в нашем случае, когда оказываются разорванными много пар нуклонов, является сложной задачей. В качестве первого приближения мы брали величины энергий спаривания из<sup>/14/</sup>, либо же использовали для их вычисления значения масс из<sup>/15,16/</sup>. При передаче  $m_1$  пар протонов и  $m_2$  пар нейтронов было принято:

$$\begin{aligned} \delta_p &= \sum_{k=0}^{m_1-1} \delta_p(Z = Z_0 - 2k, N = N_0) \\ \delta_n &= \sum_{k=0}^{m_2-1} \delta_n(Z = Z_0, N = N_0 - 2k), \end{aligned} \quad /3/$$

$Z_0$  и  $N_0$  - атомный номер и число нейтронов конечного ядра-акцептора. При вычислении  $\delta_p$  в случае нечетного  $Z_0$  и  $\delta_n$  в случае нечетного  $N_0$  соответственно  $Z_0$  и  $N_0$  уменьшались на единицу.

Результаты такого введения поправок на спаривание в случае  $^{94}\text{Zr}$  представлены на рис. 4. Здесь для общности наряду со спариванием введена поправка и на остаточное нейтрон-протонное взаимодействие в случае образования нечетно-нечетных изотопов<sup>/14/</sup>.

Величина этой поправки менее 1 МэВ и существенно го влияния на систематику сечений не оказывает.

Последовательность прямых для N, C, B, Be на рис. 4 стала такой, какой должна быть при определяющем влиянии  $\Delta E_c$  на сдвиг их относительно друг друга. В общую систематику сечений стали укладываться и изотопы кислорода. Наклон прямых стал практически одинаковым. Если считать, что этот наклон в соответствии с /2/ определяется ядерной температурой, то получаем для нее значение  $T = 2,3 \text{ МэВ}$ . Отметим, что для описания экспериментальных функций возбуждения реакций полного слияния с испарением нескольких нейтронов в случае тяжелых ионов используют  $T = 1-2 \text{ МэВ}$ <sup>/17/</sup>. Полученное для реакций многонуклонных передач несколько большее значение  $T$  представляется разумным, поскольку при частичном статистическом равновесии энергия возбуждения не успевает распределиться по всем возможным степеням свободы.

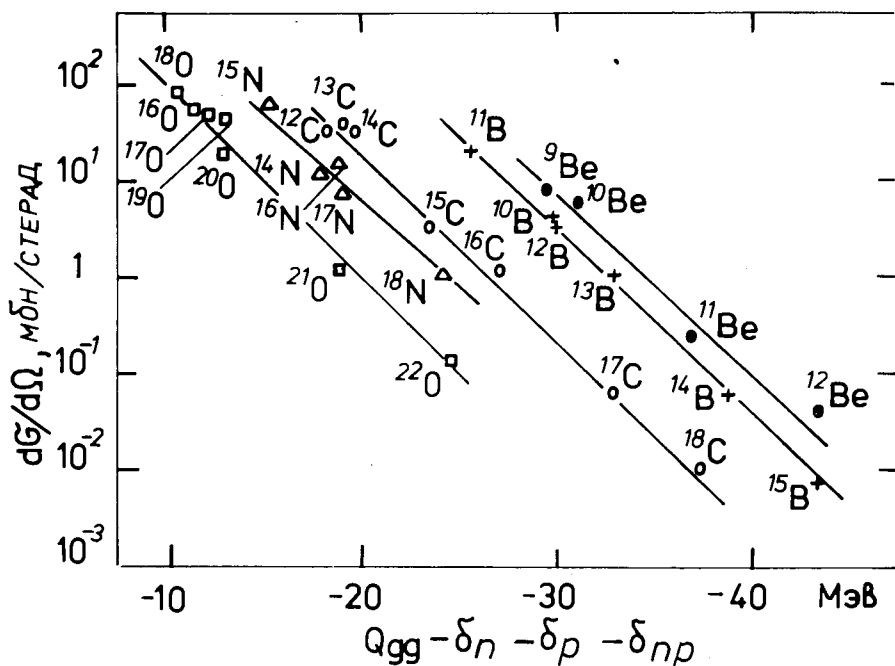


Рис. 4. Дифференциальные сечения образования изотопов Be, B, C, N, O. в зависимости от  $Q_{gg}$  с поправками на спаривание для системы  $^{94}\text{Zr} + ^{22}\text{Ne}$ .

Расстояние между прямыми для элементов с одинаковой четностью существенно увеличилось. Это является важным обстоятельством. Если считать расстояние между прямыми обусловленным только величиной  $\Delta E_c$ , то теперь оно соответствует эффективному значению  $r_0 \sim -1,6 \Phi$ . Сдвиг прямых на рис. 2 в этом же предположении соответствовал  $r_0 \sim 3-4 \Phi$ , что представляется слишком большой величиной.

Как видно из рис. 4, четно-нечетные относительно  $Z$  эффекты в систематике сечений остались и после введения поправок на спаривание. Сдвиг прямых для N, C и B, Be существенно меньше, чем для C, B. Именно такая неравномерность расположения прямых наблюдается во всех полученных нами систематиках сечений независимо от четности по  $Z$  мишени  $^{232}\text{Th}$ ,

$^{197}\text{Au}$ ,  $^{94}\text{Zr}$  / и бомбардирующей частицы /  $^{22}\text{Ne}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{15}\text{N}$  /. По-видимому, этот эффект в основном связан с изменением энергии связи четных и нечетных протонов в легких ядрах, приводящим к четно-нечетным эффектам в  $Q_{gg}$ . Некоторый вклад в неравномерность расположения прямых на рис. 4 могут дать и четно-нечетные эффекты в кулоновских энергиях /18/.

### 3.3. Учет вращения

Входные орбитальные угловые моменты, соответствующие реакциям многонуклонных передач, довольно велики. В случае системы  $^{94}\text{Zr} + ^{22}\text{Ne}$  /174 МэВ/ угловой момент, соответствующий касательному столкновению,  $\ell_s = 91\hbar$ . Критический угловой момент  $\ell_{cr}$ , ниже которого основным процессом взаимодействия ядер является их слияние, в соответствии с расчетом по /19/, равен  $60\hbar$ . Реакциям многонуклонных передач соответствует область угловых моментов где-то в промежутке между этими крайними значениями. Для оценки влияния члена  $\Delta E_{rot}$  в выражении /2/ на систематику сечений реакций многонуклонных передач примем входной орбитальный момент равным среднему между  $\ell_s$  и  $\ell_{cr}$ , а именно  $\ell_0 = 77\hbar$ .

В соответствии с /6-8/, в двойной ядерной системе скорость относительного движения ядер затухает уже на начальных стадиях взаимодействия в результате диссипации исходной кинетической энергии столкновения по внутренним степеням свободы. В нашем случае энергия возбуждения системы ядер составляет десятки МэВ, а угловые моменты достигают десятков единиц  $\hbar$ . В этих условиях момент инерции системы ядер можно считать твердотельным /см., например, обзор /20//. Реальную форму двойной ядерной системы будем аппроксимировать двумя жестко соединенными касающимися друг друга сферами с радиусами  $R_{1,2} = r_0 \cdot A_{1,2}^{1/3}$ . Величину  $\Delta E_{tot}$  будем считать обусловленной лишь изменением момента инерции двойной ядерной системы за счет перехода нуклонов от ядра к ядру при постоянном угловом моменте, равном  $\ell_0$ .



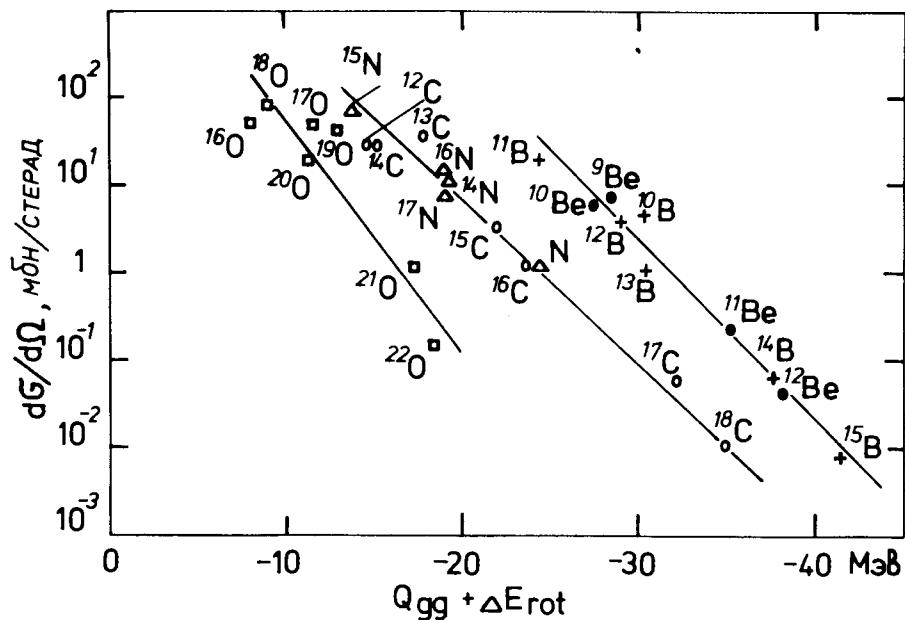


Рис. 5. Дифференциальные сечения образования изотопов Be, B, C, N, O в зависимости от  $Q_{gg}$  с поправками на изменение энергии вращения двойной ядерной системы при облучении  $^{94}\text{Zr}$  ионами  $^{22}\text{Ne}$ .

Результаты учета члена  $\Delta E_{\text{rot}}$  в систематике сечений реакций многонуклонных передач в соответствии с зависимостью /2/ представлены на рис. 5. Качественно эффекты вращения в систематике сечений похожи на эффекты учета спаривания /см. рис. 4/.

Проведенный расчет, конечно, очень груб. Он не учитывает, например, деформаций двойной ядерной системы. Но тем не менее эти оценки указывают на возможность существенного влияния эффектов вращения на систематику сечений реакций многонуклонных передач.

Учет вращения важен и при анализе энергетических спектров. На рис. 1 заштрихованными полосами указан диапазон изменения суммы выходных кулоновского  $E_c$  и центробежного  $E_l$  барьеров для зарегистрированных

изотопов. При вычислении  $E_l$  выходной орбитальный момент  $l$  в соответствии с /21/ определялся по соотношению

$$l = l_0 \frac{\mu (R_1 + R_2)^2}{\mu (R_1 + R_2)^2 + 0,4 \cdot M_1 \cdot R_1^2 + 0,4 \cdot M_2 \cdot R_2^2}, \quad /4/$$

где  $\mu$  - приведенная масса конечных ядер с массами  $M_1$  и  $M_2$ . Момент инерции, как обычно, был принят равным  $\mu \cdot (R_1 + R_2)^2$ .

Для изотопов Be и B максимумы энергетических спектров соответствуют сумме  $E_c + E_l$ , что и следует ожидать, исходя из концепции образования этих изотопов через стадию двойной ядерной системы.

Для изотопов C, N, O наблюдается возрастающее с ростом  $A$  превышение максимумов энергетических спектров над  $E_c + E_l$ . Отметим, что в нашем случае увеличение  $A$  изотопов означает уменьшение числа нуклонов, переданных из исходного ядра  $^{22}\text{Ne}$  в ядро-мишень. Эти факты можно рассматривать как указание на то, что изотопы C, N, O образуются в процессах, при которых скорость относительного движения ядер сохраняет заметную величину, соответствующую энергии 1-2 МэВ/нуклон. Видимо, из-за этого обстоятельства для изотопов кислорода, образующихся в процессах взаимодействия, наиболее близких к квазиупругим, зависимость /1/ начинает нарушаться. Для изотопов N, C, образующихся в несколько более неупругих процессах, сечения образования следуют зависимости /1/. Это может указывать на относительно короткое  $< 10^{-21}$ с/ время установления частичного статистического равновесия в реакциях многонуклонных передач с тяжелыми ионами. Такое заключение находится в соответствии с теоретическими оценками времени установления статистического равновесия в работе /22/. Для ядер с  $A \sim 100$  и нашего диапазона энергий возбуждения  $\sim 10-50$  МэВ эти оценки дают время /4-2/  $\cdot 10^{-22}$ с.

#### 4. ВЫВОДЫ

1. Зависимость сечений реакций многонуклонных передач от  $Q_{gg}$  проявляется не только для тяжелых мишеней /торий, золото/, но и для существенно более легких /цирконий/.

2. Учет спаривания в рамках гипотезы о частичном статистическом равновесии позволяет более четко систематизировать экспериментальные данные по сечениям реакций многонуклонных передач.

3. На сдвиг линий для разных элементов, построенных в соответствии с зависимостью /1/, существенно влияют не только кулоновские эффекты, но и спаривание нуклонов, а также изменение энергии вращения двойной ядерной системы.

В заключение авторы выражают глубокую признательность академику Г.Н.Флерову за ценные обсуждения и коллективу циклотрона У-300 за обеспечение интенсивных пучков  $^{22}\text{Ne}$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. A.G.Artukh, V.V.Audeichikov, J.Erö, G.F.Gridnev, V.L.Mikheev, V.V.Volkov, J.Wilczynski. *Nucl.Phys.*, A160, 511, 1970.
2. A.G.Artukh, V.V.Audeichikov, G.F.Gridnev, V.L.Mikheev, V.V.Volkov, J.Wilczynski. *Nucl.Phys.*, A168, 321, 1971.
3. A.G.Artukh, G.F.Gridnev, V.L.Mikheev, V.V.Volkov, J.Wilczynski. *Nucl.Phys.*, A211, 299, 1973.
4. J.P.Bondorf, F.Dickmann, D.H.E.Gross, P.J.Siemens, *J. de Physique*, 32, C6-145, 1971.
5. A.Y.Abul-Magd, K.El-Abed, M.El-Nadi. *Phys.Lett.*, 39B, 166, 1972.
6. А.Г.Артюх, В.В.Волков, Г.Ф.Гриднев, В.Л.Мухеев. *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 39, 2, 1975.
7. V.V.Volkov. *Proc. Int. Conf. on Reactions Between Complex Nuclei, Nashville, USA, 1974, North-Holland Publ. Comp.*, 1974, v. 2, p. 363.

8. В.В.Волков. *ЭЧАЯ*, 6, 1040, 1975.
9. C.Toepffer. *Phys.Rev.Lett.*, 27, 872, 1971.
10. К.К.Гудима, А.С.Ильинов, В.Д.Тонеев. *ОИЯИ*, P7-7915, Дубна, 1974.
11. A.G.Artukh, V.V.Audeichikov, J.Erö, G.F.Gridnev, V.L.Mikheev, V.V.Volkov. *Nucl. Instr. and Meth.*, 83, 72, 1970.
12. A.G.Artukh, G.F.Gridnev, V.L.Mikheev, V.V.Volkov. *Proc. Int. Conf. on Reactions Between Complex Nuclei, Nashville, USA, 1974, North-Holland Publ. Comp.*, 1974, v. 1, p. 86.
13. A.G.Artukh, G.F.Gridnev, V.L.Mikheev, V.V.Volkov, J.Wilczynski. *Nucl.Phys.*, A192, 170, 1972.
14. В.А.Кравцов. *Массы атомов и энергии связи ядер. Атомиздат, Москва, 1974.*
15. A.H.Wapstra, N.B.Gove. *Nuclear Data Tables.*, 9, 265, 1971.
16. C.Thibault, R.Klapisch. *Phys.Rev.*, C9, 793, 1974.
17. T.Sikkeland, R.J.Silva, A.Ghiorso, M.J.Nurmiä, *Phys.Rev.*, C1, 1564, 1970.
18. D.Nir. *Nucl.Phys.*, A194, 103, 1972.
19. J.Wilczynski. *Nucl.Phys.*, A216, 386, 1973.
20. Ю.Т.Гринь. *ЭЧАЯ*, 6, 1105, 1975.
21. R.Bass. *Nucl.Phys.*, A231, 45, 1974.
22. M.Blann, A.Migneray. *Nucl.Phys.*, A186, 245, 1972.

Рукопись поступила в издательский отдел  
28 января 1976 года.