

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

2998/82

28/v1-82

P7-82-184

Н.И.Тарантин

КИНЕМАТИЧЕСКИЙ – ДИНАМИЧЕСКИЙ ПОДХОД  
ПРИ РАССМОТРЕНИИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ  
РЕЗУЛЬТАТОВ ПО РЕАКЦИЯМ КАСАТЕЛЬНОГО  
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ДВУХ СЛОЖНЫХ ЯДЕР

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1982

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В<sup>1/</sup> как развитие метода баланса изменения энергий, использовавшегося для определения критического углового момента и минимальной энергии теплового возбуждения при слиянии ядер<sup>2,3/</sup> был разработан кинематический - динамический подход для рассмотрения реакций, протекающих при касательных столкновениях двух сложных ядер.

В настоящей работе найденные в<sup>1/</sup> кинематические соотношения применены для интерпретации известных экспериментальных результатов исследования реакций касательного взаимодействия.

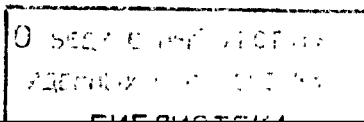
## 2. ЭМИССИЯ БЫСТРЫХ $\alpha$ -ЧАСТИЦ ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ ДВУХ СЛОЖНЫХ ЯДЕР

В реакции  $^{22}\text{Ne} + ^{197}\text{Au}$ <sup>4/</sup> наблюдалась эмиссия  $\alpha$ -частиц с кинетической энергией, близкой к кинематическому пределу  $E_{\text{K}}^{\text{max}} = (E + Q)A_{\text{h}} / (A_{\text{h}} + A_{\text{f}})$ , максимально возможному согласно законам сохранения импульса и энергии значению кинетической энергии легкого фрагмента бинарной реакции при центральном столкновении начальных ядер. Здесь и везде ниже, если специально не указано, применяются обозначения, использовавшиеся в работе<sup>1/</sup>. При энергии сталкивающихся ядер 160,1 МэВ в с.ц.м. были зарегистрированы  $\alpha$ -частицы с энергией от 20 до 109 МэВ в той же системе при  $E_{\text{K}}^{\text{max}} = 115,9$  МэВ.

Авторы<sup>4/</sup> отвергают возможность эмиссии быстрых  $\alpha$ -частиц путем испарения из равномерно возбужденного компаунд-ядра  $^{219}\text{Ac}$  и высказывают предположение о каком-то другом механизме испускания  $\alpha$ -частиц без равномерного возбуждения ядерной материи.

К настоящему времени предложено около дюжины вариантов объяснения эмиссии быстрых легких частиц при столкновении двух сложных ядер; некоторые из них, а также ссылки на другие интерпретации этого явления можно найти, например, в работах<sup>5/</sup>. Кинематический - динамический подход при рассмотрении этого явления количественно объясняет диапазон энергий испускаемых  $\alpha$ -частиц.

Будем рассматривать эмиссию  $\alpha$ -частиц при столкновении двух ядер как результат распада двойной ядерной системы  $^{22}\text{Ne} + ^{197}\text{Au}$  на сильно асимметричные по массам фрагменты  $^4\text{He} + ^{215}\text{Fr}$ . Кине-



матические характеристики конечных продуктов будут иметь различные значения, в зависимости от типа связи поверхностей фрагментов перед их отрывом друг от друга.

В табл. 1 представлены основные кинематические характеристики фрагментов для указанных там типов сцепления их поверхностей, полученные путем расчетов по формулам /20,23-28/ работы /1/.

Таблица 1

Кинематические характеристики продуктов реакции  $^{22}\text{Ne} + ^{197}\text{Au} = ^4\text{He} + ^{215}\text{Fr}$  при  $E = 160,1$  МэВ в с.ц.м.

и  $L = L_{\text{max}}$

Тип сцепления фрагментов	$E_{\text{кл}}$ МэВ	$E_{\text{тн}}$ МэВ	$i = I_{\text{тн}}/L$
Слипание	23,7	29,8	0,011
Качение	23,7-83,1	29,0-12,7	0,01-0,01
Блокированное скольжение	23,7-103,5	29,0-11,2	0,01-0,07

В расчетах для определения  $Q$  использовались значения масс ядер из работы /8/, для определения  $q$  - формула  $D_{ij} = 0,96 Z_i Z_j / (A_i^{1/3} + A_j^{1/3})$  МэВ, где константа 0,96 отвечает  $r_0 = R/\Delta^{1/3} = 1,5 \cdot 10^{-13}$  см,  $i=1,3$  и соответственно  $j=2,4$ .

Слипание фрагментов, обусловленное диссипативным взаимодействием ядер, ведет к однозначным кинематическим характеристикам. В случае качения и скольжения с блокированным вращением возможны как диссипативное взаимодействие фрагментов, приводящее в конечном итоге к их слипанию, так и консервативное без возбуждения фрагментов, представленное вторыми числами в таблице. Характеристики скользкого - буксующего качения фрагментов с минимумом суммы энергий их вращений /формулы /29,30//1/ практически совпадают с характеристиками при консервативном блокированном скольжении и отдельно в таблице не даны.

Как следует из таблицы, зарегистрированный в экспериментах /4/ интервал энергий  $\alpha$ -частиц хорошо объясняется допущением блокированного скольжения  $\alpha$ -частицы по ядру  $^{215}\text{Fr}$  в момент распада системы. Допущение слипания и качения фрагментов не объясняет экспериментальные результаты. Помимо этого трудно представить качение ядра  $^4\text{He}$ , состоящего из четырех нуклонов. По этой же причине, вероятно, неосуществимо, несмот-

ря на согласие результатов расчетов и экспериментов, скользкое - буксующее качение с минимумом энергии вращения. Таким образом, вероятный механизм образования быстрых  $\alpha$ -частиц в реакции  $^{22}\text{Ne} + ^{197}\text{Au}$  состоит в следующем. При передаче нуклонов возникает притяжение между фрагментами, поскольку  $Q+q > 0$  /24,0 МэВ/ и  $[(R_1+R_2)-(R_3+R_4)] < 0(-0,18R_0)$ . Это притяжение обеспечивает ускорение орбитального вращения системы, а также изменение собственных вращений фрагментов через контакт поверхностей притягивающихся друг к другу фрагментов. В конечном итоге наступает скольжение  $^4\text{He}$  с блокированным вращением из-за невозможности качения последнего. Поскольку  $Q = 42,0$  МэВ, то работа против сил трения затрачивается на распаковку начальных ядер без возбуждения фрагментов.

При расчетах не требовалось знания значения начального момента количества движения  $L$ , однако предполагалось, что момент равен максимальному угловому моменту  $L = L_{\text{max}}$ , возможному при заданном превышении энергии сталкивающихся ядер над кулоновским барьером  $E_{L0} = E - V_{12} = 72,1$  МэВ.

Максимальный момент согласно формуле /1//1/, которая представлена ниже в удобном для расчета виде:

$$L_{\text{max}} = 0,264 (A_1 + A_2)^{5/6} (E - V_{12})^{1/2} y^{1/2} g_1 / g_3^{4/3}, \quad /1/$$

где  $E$  и  $V_{12}$  выражены в МэВ, а константа 0,264 получена при  $r_0 = R/A^{1/3} = 1,2 \cdot 10^{-13}$  см, равен  $L_{\text{max}} = 86$ .

Заметим, что имеются основания для выбора различных численных значений  $r_0$  при определении  $L_{\text{max}}$  и  $V_{12}, V_{34}$ . Из табл. 1 следует, что значительная доля начального углового момента должна реализовываться в тяжелом фрагменте.

Этим же механизмом можно объяснить интервал энергий  $\alpha$ -частиц, наблюдавшихся при столкновении сложных ядер в экспериментах /7,8/.

Пользуясь случаем, укажем на еще один возможный путь образования быстрых легких частиц в столкновениях сложных ядер - механизм каскадного кумулятивного выбивания по принципу ударного шарового трансформатора Гюйгенса. Так, например, рассмотренная выше передача кинетической энергии  $\alpha$ -частице может быть обеспечена серией столкновений друг с другом начального ядра  $^{22}\text{Ne}$  и убывающих по массе кластеров  $^{12}\text{C}$ ,  $^7\text{Li}$  и  $^4\text{He}$  в ядре  $^{197}\text{Au}$ . Коэффициент кумулятивной передачи кинетической энергии от  $^{22}\text{Ne}$  к  $^4\text{He}$  в случае двух указанных промежуточных упругих столкновений равен  $\sim 0,8$ , что обеспечивает энергию выбиваемых  $\alpha$ -частиц  $\sim 120$  МэВ в л.с. Величина спина ядра  $^{215}\text{Fr}$  в этом случае должна быть близка к нулю.

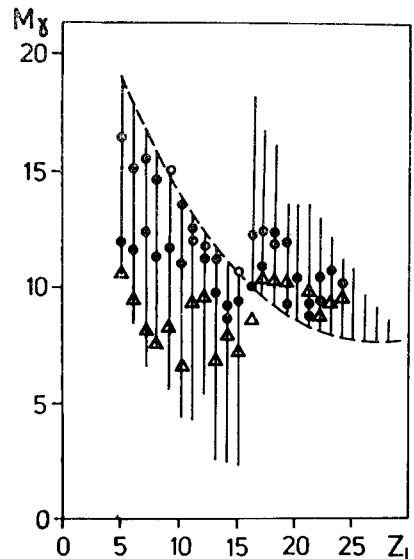
### 3. ЗАВИСИМОСТЬ МНОЖЕСТВЕННОСТИ $\gamma$ -КВАНТОВ ОТ ОТНОШЕНИЯ МАСС ПРОДУКТОВ РЕАКЦИЙ ПЕРЕДАЧИ НУКЛОНОВ

Число  $\gamma$ -квантов, сопровождающих реакцию передачи нуклонов, характеризует сумму спинов конечных продуктов, поскольку переход ядер из ротационных состояний в основные происходит с испусканием квадрупольных  $\gamma$ -квантов, каждый из которых уносит две единицы спина. Сумма спинов продуктов реакции определяется через множественность  $\gamma$ -квантов  $M_\gamma$  по формуле

$$I_3 + I_4 = 2(M_\gamma - N), \quad /2/$$

где  $N$  - число статистических дипольных  $\gamma$ -квантов, обусловленных внутриядерным девозбуждением фрагментов.

На рис.1 представлены значения  $M_\gamma$  в зависимости от порядкового номера легкого фрагмента  $Z_\ell$ , взятые из /9/. Эти экспериментальные результаты получены при бомбардировке природного серебра ионами  $^{22}\text{Ne}$  с энергией  $E_1 = 175$  МэВ в л.с. Авторы /9/ объясняют сложную зависимость  $M_\gamma$  от  $Z_\ell$  допущением двух типов сцепления фрагментов - слипания и качения - при значении начального углового момента от 50 до 70. При этом они ошибочно полагают, что сумма спинов пары катящихся фрагментов равна  $\frac{2}{\pi}L$  для всех отношений их масс, хотя, как показано в /1/, такое заключение справедливо только для пары сталкивающихся ядер и только в момент начала их качения без проскальзывания. Результаты /9/ широко обсуждались в других работах, иногда также с ошибочных позиций.



Между тем эти и аналогичные экспериментальные результаты находят однотипное объяснение на основе кинематического - динамического рассмотрен. На рис.1 отрезками вертикальных прямых представлены возможные значения  $M_\gamma$ , полученные

Рис.1. Зависимость множественности  $\gamma$ -квантов  $M_\gamma$  от порядкового номера легкого фрагмента  $Z_\ell$ .  $^{20}\text{Ne} + ^{107,109}\text{Ag}$ ,  $E_1 = 175$  МэВ в л.с. Данные /9/ для трех углов вылета легкого фрагмента:  $\Delta$  -  $25^\circ$ ,  $\bullet$  -  $35^\circ$ ,  $\circ$  -  $0 - 90^\circ$ . Расчетные значения - отрезки прямых.

по формулам /23/-/26/ /1/, описывающим качение конечных фрагментов без проскальзывания. При расчетах величин  $Q$  и  $q$  в качестве ядра-мишени принято усредненное ядро  $^{108}\text{Ag}$  и сделано допущение, что передаваемый комплекс нуклонов имеет протонно-нейтронное отношение, тождественное протонно-нейтронному отношению для ядра-донора. В формуле /2/ взято  $N=0$ ; тогда  $M_\gamma = 0,5(I_3 + I_4) = 0,5(1 - l_{34})L$ .

Как видно из рис.1, все экспериментальные точки лежат в пределах, определяемых законами сохранения и динамическими требованиями. Продукты реакций неполного слияния ( $Z_\ell < 10$ ) занимают всю допустимую область. Предельно асимметричная пара фрагментов -  $^{10}\text{B} + ^{118}\text{Te}$ . Образование более асимметричной пары  $^8\text{Be} + ^{120}\text{J}$  энергетически запрещено при  $E_{L0} = E - v_{12} = 87,4$  МэВ в с.с.м. Консервативные случаи, отвечающие экспериментальным значениям, лежащим на нижних границах  $M_\gamma$ , обеспечиваются  $Q < 0$  /  $Q = -5 \div -19$  МэВ/.

Для пары фрагментов с  $Z_\ell = 10$  учтена возможность образования  $^{20}\text{Ne}$  и  $^{108}\text{Ag}$  в результате возвратной передачи нуклонов, ведущей в консервативном случае к  $l_{34} = 0,829$  вместо  $l_{12} = \frac{5}{7} = 0,714$  - максимального значения при качении сталкивающихся ядер.

Для пар фрагментов с  $Z_\ell > 10$ , то есть для продуктов так называемого квазиделения, распределение  $M_\gamma$  определяется следующими обстоятельствами. В случаях  $Z_\ell = 11-15$  и  $Z_\ell = 19-28$  имеет место  $(Q+q) < 0$  и действуют силы притяжения, обеспечивающие контакт поверхностей фрагментов и качение без проскальзывания при передаче нуклонов. Для  $Z_\ell = 11-15$  передача происходит при  $l_{12} > l_{s34}$ , так как число передаваемых нуклонов мало /до 11/ и среднее значение  $l_{s34} \approx 0,6$  относительно далеко от начального  $l_{12} = 1$ . При этом заполняются состояния опережающего качения легкого фрагмента относительно тяжелого:  $l_{s34} \leq l_{34} \leq l_{s34}(1+\epsilon)$ . Для  $Z_\ell = 19-28$  передача нуклонов завершается при  $l_{12} < l_{s34}$ , так как число передаваемых нуклонов велико /до 51/ и средняя величина  $l_{s34} \approx 0,7$  больше. В этом случае заполняются состояния отстающего качения легкого фрагмента с  $l_{s34}(1-\epsilon) \leq l_{34} < l_{s34}$  для  $Z_\ell = 22-28$  или состояния  $l_{s12} = 0,476 \leq l_{34} \leq l_{s34}$  для  $Z_\ell = 19-21$ , когда  $l_{s34}(1-\epsilon) < l_{s12}$  и состояния  $l_{s34}(1-\epsilon)$  недостижимы из-за тенденции увеличения  $l_{34}$  в силу  $Q+q < 0$ .

Для пар фрагментов с  $Z_\ell = 16-18$  имеют место  $Q+q > 0$  и тенденция к уменьшению  $l_{34}$  вплоть до  $l_{s34}(1-\epsilon)$ , если передача нуклонов произошла при  $l_{12} < l_{s34}$ . Однако предельные состояния  $l_{s34}(1-\epsilon)$  не достигаются из-за  $Q > 0$ .

Значение начального момента, найденное из условия совпадения расчетных и экспериментальных данных, составляет  $L = 53$ ; согласно формуле /1/  $L_{\max} = 76$ .

Увеличение угла вылета лёгкого фрагмента с ростом  $M_\gamma$ , наблюдаемое в экспериментах<sup>/9/</sup>, логично объяснить уменьшением с ростом  $M_\gamma$  тангенциальной составляющей скорости фрагмента, обусловленным уменьшением  $L_{34}$ , при неизменной радиальной, определяемой  $B_{34}$ .

Аналогично объясняются данные по  $M_\gamma$ , представленные в<sup>/10/</sup> для реакций  $^{86}\text{Kr} + ^{107,109}\text{Ag}$ ,  $^{86}\text{Kr} + ^{165}\text{Ho}$  и  $^{86}\text{Kr} + ^{197}\text{Au}$ . Менее выраженные в этих реакциях отклонения  $M_\gamma$  от значений, определяемых промежуточным состоянием качения фрагментов - их относительным покоем или слипанием, следуют из расчетов в силу увеличения  $\gamma$  от 0,19 для  $^{20}\text{Ne} + ^{108}\text{Ag}$  до 0,80 для  $^{86}\text{Kr} + ^{108}\text{Ag}$  и в силу конкретных значений  $Q+q$ .

Растущую величину  $M_\gamma$  в зависимости от  $\delta$  в реакции  $^{63}\text{Cu} + ^{197}\text{Au}$ , представленную в работе<sup>/11/</sup> см. там рис.6/, можно объяснить некоторыми особенностями реакции. При передаче нуклонов в этом случае действуют силы отталкивания, вызванные  $Q+q < 0$  при  $\delta < \gamma$  и  $Q+q > 0$  при  $\delta > \gamma$ , которые, ухудшая контакт поверхностей фрагментов, приводят к скользящему-буксующему качению. При энергии бомбардирующих ионов  $^{63}\text{Cu}$ , равной 365 МэВ в л.с., согласно формулам /29,30/<sup>/11/</sup>, отвечающим минимуму суммы энергий собственных вращений фрагментов, наименьшее значение  $I_3 + I_4$ , например, для  $^{46}\text{Se} + ^{214}\text{Fr}$ , равно  $0,32L/Q+q = -13,0$  МэВ/, тогда как для  $^{130}\text{Xe} + ^{130}\text{Xe}$  / $Q+q = 31,2$  МэВ/ $I_3 + I_4$  может достигать 0,67L.

#### 4. ЗАВИСИМОСТЬ МНОЖЕСТВЕННОСТИ $\gamma$ -КВАНТОВ ОТ КИНЕТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ ПРОДУКТОВ РЕАКЦИЙ ПЕРЕДАЧИ НУКЛОНОВ

На рис.2 представлены экспериментальные результаты<sup>/12/</sup> зависимости  $M_\gamma$  от кинетической энергии  $E_{K\ell}$  идентифицированных в опытах ядер углерода в реакции  $^{14}\text{N} + ^{93}\text{Nb}$ . Результаты получены при  $\epsilon_1 \approx 120$  МэВ в л.с..

Кривая 1 построена по формуле

$$M_\gamma = 0,5(I_3 + I_4) = 0,5(1 - \ell_{34})L \quad (N=0),$$

где  $L=29$  /согласно формуле /1/  $L_{\max}=51$  /,

$$\ell_{34} = \frac{g_3^{8/3} \delta d_1^2 E_{L34}}{\gamma g_1^2 d_3^{8/3} E_{L0}}, \quad E_{L34} = E_{K\ell}(1+\delta) - B_{34},$$

$$E_{L0} = 64,6 \text{ МэВ}, \quad B_{34} = 35,3 \text{ МэВ}.$$

На кривой 1 точками отмечены значения кинетической энергии ядер  $^{12}\text{C}$  в с.ц.м. и значения  $M_\gamma$ , отвечающие четырем типам сцепления фрагментов, а именно, слипанию / $E_{K\ell} = 41,0$  МэВ,  $M_\gamma = 9,0$ / и границам: качения /76,4 МэВ; 2,6/, скольжения с бло-

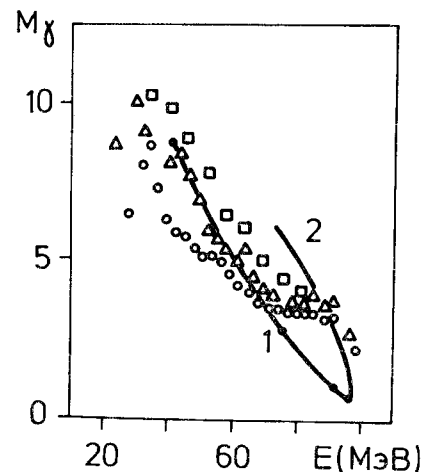


Рис.2. Зависимость множественности  $\gamma$ -квантов  $M_\gamma$  от кинетической энергии лёгкого фрагмента  $E_{K\ell}$  в с.ц.м.  $^{14}\text{N} + ^{43}\text{Nb} = \text{C} + \text{Mo}$ ,  $\epsilon_1 = 120$  МэВ в л.с. Данные<sup>/13/</sup> для трех углов вылета лёгкого фрагмента: 0 - 23°,  $\Delta$  - 30°,  $\square$  - 40°. Расчетные значения - кривые 1 и 2.

кированным вращением  $^{12}\text{C}/92,5$  МэВ; 0,70/, скользящего - буксующего качения с минимальной суммой энергий собственных вращений фрагментов /95,6 МэВ; 0,30/. Кривая 2 - значения  $M_\gamma$ , найденные по формулам /31/<sup>/11/</sup>, описывающим консервативное скользящее - буксующее качение фрагментов с наибольшей возможной суммой энергий их собственных вращений. Из формул /31/ следует обратная поляризация лёгкого фрагмента ( $\ell < 0$ ), и в этом случае  $M_\gamma = 0,5(|I_\ell| + I_h) > 0,5(1 - \ell_{34})L$ . Обратное вращение фрагмента  $^{12}\text{C}$  может быть вызвано нецентральной прямой передачей дейтрона, сопровождаемой выделением энергии ( $Q+q > 0$ ), механизм которой предложен в<sup>/13/</sup>.

Сопоставление результатов расчетов и экспериментов показывает, что в случае квазиупругих взаимодействий происходит прямая передача нуклонов без взаимной фиксации поверхностей участвующих в реакции ядер /скользящее - буксующее качение/. При усилении сцепления поверхностей фрагментов от скольжения к качению и в конечном итоге - к слипанию растут потери кинетической энергии фрагментов.

Случаи с  $E_{K\ell} \leq 41$  МэВ можно объяснить столкновениями исходных ядер с немаксимальным параметром удара, ведущим к снижению  $M_\gamma$  и переходу избытка кинетической энергии радиального движения над кулоновским барьером в тепловое возбуждение.

В работе<sup>/14/</sup> приведены результаты измерений множественности  $\gamma$ -квантов в зависимости от энергии испускаемых  $\alpha$ -частиц в реакции  $^{22}\text{Ne} + ^{181}\text{Ta}$  при  $\epsilon_1 = 165$  МэВ в л.с.  $M_\gamma$  спадает от 15 до 5 при увеличении энергии  $\alpha$ -частиц  $\epsilon_3$  от 20 до 90 МэВ в л.с. Расчеты по формулам /27,28/<sup>/11/</sup> при допущении скольжения  $^4\text{He}$  с ограниченным вращением дают изменение  $M_\gamma$  от 15 до 8 при возможном изменении  $\epsilon_3$  от 29 до 116 МэВ для  $L=32$ . Необходимости в допущении скользящего-буксующего качения с наибольшей суммой энергий вращений фрагментов в этом случае, в отличие от предыдущего, нет.

На основе кинематического-динамического подхода объясняются также результаты работы<sup>/15/</sup>.

## 5. ПОЛЯРИЗАЦИЯ ПРОДУКТОВ РЕАКЦИЙ ПЕРЕДАЧИ НУКЛОНОВ

Спины продуктов реакций передачи нуклонов проявляются также в экспериментах по определению поляризации или выстроенности фрагментов. Поляризация фрагментов определяется как среднее относительное значение проекций спинов фрагментов на выделенное направление:  $P_L = \langle \frac{I_L}{I} \rangle$ . Здесь  $I$  - спин фрагмента,  $I_L$  - проекция спина на выделенное направление, в данном случае - на направление начального момента количества движения, определяемое направлением вектора  $[\vec{p}, \vec{v}]$ , где  $\vec{v}$  - вектор начальной скорости бомбардирующего ядра,  $\vec{p}$  - параметр соударения, положительное направление которого выбрано от покоящегося в л.с. ядра-мишени по нормали к продолжению вектора  $\vec{v}$ .

На рис. 3 представлены результаты измерения поляризации ядер  $^{12}\text{B}$ , образующихся в реакции  $^{14}\text{N} + ^{100}\text{Mo} = ^{12}\text{B} + ^{102}\text{Ru}$  при  $\xi_1$  от 90 до 200 МэВ в л.с.<sup>/16/</sup>. Величина  $P_L$  представлена в зависимости от величины потери кинетической энергии легким фрагментом  $^{12}\text{B}$ . Там же приведены расчетные значения относительной величины спина  $^{12}\text{B}$   $i_\ell = I_\ell / L$  в зависимости от величины потери кинетической энергии, определяемой как  $\Delta E = E - E_{L34} - V_{34}$  и выражаемой, как можно показать, одним и тем же числом в л.с. и с.ц.м. при всех углах вылета фрагментов. Расчеты проведены по формулам /23,24/ - кривая 1, /27,28/ - кривая 2, /29,30/ - кривая 3 и /31/ - кривая 4 работы<sup>/1/</sup>. Расчетные значения представлены на рис. 3 кривыми для следующих случаев: 1 - качение фрагментов без проскальзывания; 2 - скольжение с заблокированным вращением ядра  $^{12}\text{B}$ ; 3 - скользящее - буксующее качение с минимальной суммой энергий собственных вращений фрагментов; 4 - то же, что и 3, но с наибольшей суммой энергий. Кривые 1-3 имеют общее состояние - слипшиеся фрагменты / $\Delta E = 124, 2$  МэВ,  $i_\ell = 0,0175/$ , кривые 3 и 4 - другое общее состояние - вырожденные минимум и максимум суммы энергий собственных вращений фрагментов / $\Delta E = 8,5$  МэВ,  $i_\ell = 0,0020/$ .

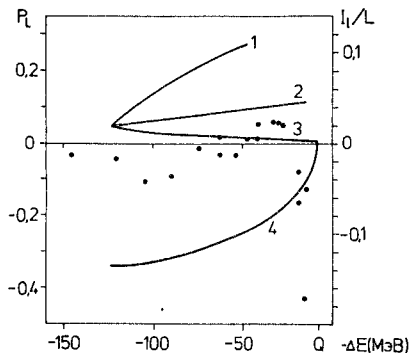


Рис. 3. Зависимость поляризации  $P_L$  легкого фрагмента и его спина  $I_L/L$  от величины потерь кинетической энергии -  $\Delta E$   $^{14}\text{N} + ^{100}\text{Mo} = ^{12}\text{B} + ^{102}\text{Ru}$ ,  $\xi_1 = 90-200$  МэВ в л.с. Точки - данные<sup>/16/</sup>. Кривые - расчетные значения.

Отрицательная поляризация  $^{12}\text{B}$  при квазиупругих взаимодействиях /  $Q = -7,5$  МэВ  $\geq \Delta E \geq -15$  МэВ/ может быть объяснена противоположным по отношению к  $L$  вращением легкого фрагмента, возможным в случае взаимодействия с наибольшей суммой энергий собственных вращений обоих фрагментов. Для объяснения найденных отрицательных значений  $P_L$  требуется ~70% случаев с обратным вращением фрагмента. В области больших потерь энергии /-15 МэВ  $\geq \Delta E \geq -50$  МэВ/ положительная поляризация объясняется положительным, то есть совпадающим с  $L$ , вращением  $^{12}\text{B}$ , вызванным скольжением /50% случаев/ и начальным качением /50% случаев/ фрагментов. Отрицательную поляризацию в области  $\Delta E \leq -60$  МэВ можно объяснить положительным вращением  $^{12}\text{B}$  и одновременно отрицательным углом вылета  $^{12}\text{B}$ , то есть вылетом фрагмента в полуплоскость реакции, отвечающую  $\vec{p} < 0$ .

Наиболее интересное проявление поляризации - обратное вращение фрагментов при квазиупругих взаимодействиях - ожидается также согласно расчетам и для тяжелых фрагментов в реакциях  $^{40}\text{Ar} + ^{107, 109}\text{Ag}$ , исследования которых в работе<sup>/17/</sup>, однако, не показали обратной поляризации в области малых потерь кинетической энергии фрагментов.

## 6. СВЕРХТЕКУЧАЯ ПЕРЕДАЧА ПАР НУКЛОНОВ ПРИ КАСАТЕЛЬНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ДВУХ СЛОЖНЫХ ЯДЕР

В работе<sup>/18/</sup> было указано на то, что парные корреляции нуклонов в ядре могут вызвать усиленную туннельную передачу сконденсированных пар нуклонов при столкновении двух ядер сверхтекучего типа, аналогичную сверхпроводящей передаче электронов через тонкий диэлектрик в эффекте Джозефсона<sup>/19/</sup>. В одной из последних теоретических работ по этому вопросу<sup>/20/</sup> были рассчитаны возможные сечения передачи одной, двух и трех пар нейтронов при столкновении двух ядер сверхтекучего типа  $^{122}\text{Sn} + ^{120}\text{Sn}$ . Было найдено, что, несмотря на достаточно высокое ожидаемое усиление вероятности туннельной передачи скоррелированных сверхтекучих пар нейтронов по отношению к передаче независимых нейтронных пар / $10^2 - 10^3/$ , сечения реакций сверхтекучих передач все же малы и должны составлять, например, для передачи трех пар нейтронов,  $10^{-32} - 10^{-34}$  см<sup>2</sup> при энергии бомбардирующих ионов, превышающей на 20% кулоновский барьер.

Одним из ограничений сверхтекучей передачи нуклонов является необходимость, обусловленная требованием сохранения сверхтекучести, испускания  $\gamma$ -квантов или поглощения электромагнитной энергии внешнего электрического поля для компенсации разности энергий пар нуклонов в ядре-доноре и ядре-акцепторе. Это явление аналогично испусканию сверхвысокочастотного электро-

магнитного излучения при приложении электрического напряжения к сверхпроводящему туннельному переходу /нестационарный эффект Джозефсона/. Относительно медленный электромагнитный процесс / $\sim 10^{-18}$  с/ снижает вероятность сверхтекучей передачи за сравнительно короткое время столкновения двух ядер / $10^{-21}$ - $10^{-22}$  с/.

Вероятность сверхтекучей передачи нуклонов должна увеличиться, если обеспечить возможность безрадиационного перехода, подобно тому, как существенно увеличивается вероятность безфотонной электронной перезарядки при столкновении атома и иона, например, в случае резонансной перезарядки.

Компенсацию разности энергий передаваемых нуклонов можно осуществить при нецентральной столкновении ядер за счет изменения энергии орбитального движения, обусловленного изменением момента инерции системы в результате передачи нуклонов, то есть по принципу резонансного нуклонного - ротационного перехода. В этом случае достигается и второй положительный эффект - увеличение сечения столкновения ядер из-за увеличения параметра удара.

Необходимые для этого условия определяются формулой /33/'/ для гладкого касательного столкновения с передачей нуклонов без изменения спинов, участвующих в реакции ядер. При этом предполагается, что при тангенциальном столкновении начальные и конечные ядра почти касаются своими поверхностями, то есть расстояния между центрами масс ядер равны  $\sim (R_1 + R_2)$  до и  $\sim (R_3 + R_4)$  после передачи нуклонов. При этом потенциальный барьер для передачи нуклонов имеет минимальную высоту.

Основные характеристики некоторых из возможных реакций безрадиационной сверхтекучей передачи нуклонов приведены в табл.2.

Таблица 2

Характеристика возможных реакций безрадиационной сверхтекучей передачи пар нейтронов

Реакция	Q+q МэВ	$\epsilon_1$ МэВ	$\phi$ град.	$\epsilon_3$ МэВ	R( $\theta$ ) $10^{-25}$ см <sup>2</sup> /ср
$^{60}\text{Ni} + ^{112}\text{Sn} = ^{62}\text{Ni} + ^{110}\text{Sn}$	-1,4	345	$41 \pm 1$	$276 \pm 5$	$7 \pm 1$
$^{60}\text{Ni} + ^{114}\text{Sn} = ^{64}\text{Ni} + ^{110}\text{Sn}$	-2,7	354	$39 \pm 1$	$271 \pm 5$	$8 \pm 1$
$^{60}\text{Ni} + ^{116}\text{Sn} = ^{66}\text{Ni} + ^{110}\text{Sn}$	-4,5	367	$36 \pm 1$	$289 \pm 5$	$9 \pm 1$
$^{60}\text{Ni} + ^{118}\text{Sn} = ^{68}\text{Ni} + ^{110}\text{Sn}$	-5,5	358	$37 \pm 1$	$276 \pm 5$	$9 \pm 1$
$^{60}\text{Ni} + ^{120}\text{Sn} = ^{70}\text{Ni} + ^{110}\text{Sn}$	-7,9	379	$33 \pm 1$	$304 \pm 5$	$11 \pm 1,5$

Требование безрадиационной передачи нуклонов /33/'/ при  $Q+q \neq 0$  выполнить проще, если  $\gamma \ll 1$ . Поэтому в качестве бомбардирующих ядер выбраны изотопы никеля как относительно многонуклонные ядра с достаточно высокой парной нейтронной энергией и, по-видимому, свойствами сверхтекучести, а в качестве мишеней - изотопы олова, сверхтекучие свойства которых хорошо известны. Парная нейтронная энергия, определяемая как

$$P_N(Z,N) = \frac{1}{4} [3m(Z,N-1) + m(Z,N+1) - 3m(Z,N) - m(Z,N-2)],$$

где  $m$  - масса ядра /см., например,  $^{21}$ /, составляет 1,0 - 1,5 МэВ для участвующих в реакции в качестве начальных, промежуточных и конечных продуктов изотопов олова и 1,2-1,6 МэВ для изотопов никеля. Представлены реакции с удобным для регистрации по радиоактивным излучениям конечным продуктом  $^{110}\text{Sn}$ . Энергии бомбардирующих ионов никеля  $\epsilon_1$  и легких фрагментов реакций  $\epsilon_3$ , а также углы вылета легких фрагментов  $\phi$  даны в л.с. Угол  $\phi$  определен с учетом изменения массы ядер в результате передачи нуклонов при касательном резерфордском рассеянии, а именно: в с.ц.м.  $\theta = \theta_{12} + \theta_{34}$ ,  $\sin \theta_{12} = B_{12} / (2E - B_{12})$ , где  $E \geq B_{12}$ ,  $\sin \theta_{34} = B_{34} / (2E_{L34} + B_{34})$ . В последнем столбце таблицы приведено дифференциальное сечение резерфордского рассеяния на заданный угол, отнесенное к единице телесного угла:

$$R(\theta) = d\sigma / d\Omega = (Z_1 Z_2 e^2 / 2\mu_{12} v^2)^2 \text{cosec}^4 \theta_{12},$$

где  $d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta$ . Это сечение, умноженное на вероятность передачи нуклонов при касательном столкновении двух ядер, определяет конечное дифференциальное сечение реакции.

Заметим, что безрадиационная передача нуклонов путем нуклонного-вибрационного перехода, включающего аperiодически колебательное радиальное движение фрагментов, менее вероятно.

В табл.2 приведены также минимальные значения неопределенностей при классическом рассмотрении кулоновского рассеяния, обусловленных примесью квантовомеханического рассеяния. Эти значения получены на основе модифицированного критерия Н.Бора /22/ применимости классической механики при кулоновском рассеянии.

Рассмотрение Н.Бора, проведенное только для малых углов кулоновского рассеяния  $\theta \ll 1$ , в настоящей работе распространено на большие углы /в рассматриваемых случаях  $\theta \approx 52^\circ - 63^\circ = 0,9 - 1,1 \approx 1$ /. Согласно /22/ условие применимости классической механики сводится к требованию малости классической  $\delta\theta$  и квантовомеханической  $\delta\phi$  неопределенностей угла рассеяния, вызванных неопределенностью параметра удара  $\delta p$ , по сравнению

с самым углом рассеяния  $\theta$ . Квантовомеханическая неопределенность направления падения бомбардирующей частицы

$$\pm \delta \phi = \frac{\pm \Delta v}{v} = \pm \frac{\lambda}{\delta p} = \frac{\lambda}{D},$$

где  $\lambda = \frac{h}{\mu_{12} v}$  - приведенная длина де-бройлевской волны бомбардирующего ядра на бесконечном удалении от ядра-мишени,  $D$  - диаметр диафрагмы, ограничивающей  $\delta p$ . Классическая неоднозначность  $\delta \theta = -\frac{bD \cos^2 \theta / 2}{2p^2}$ , где  $b = 2Z_1 Z_2 e^2 / \mu_{12} v^2$  - наименьшее расстояние между сталкивающимися ядрами при центральном сближении,  $\delta p = \pm D/2$ . В качестве меры суммарной неточности угла рассеяния в<sup>22/</sup> взята величина

$$\Delta \theta = \sqrt{(\delta \phi)^2 + (\delta \theta)^2}, \quad /3/$$

которая в рассматриваемом случае равна

$$\Delta \theta = \sqrt{\frac{\lambda^2}{D^2} + \frac{b^2 D^2 \cos^4 \theta / 2}{4p^4}}. \quad /4/$$

В работе<sup>22/</sup> переход от аналога формулы /4/ к конечному результату

$$\Delta \theta \geq \sqrt{\frac{\lambda}{b}} \theta \quad /5/$$

сделан без промежуточных выкладок, что затрудняет интерпретацию соотношения /5/. Этот переход можно расшифровать как определение минимального значения  $\Delta \theta_{\min}$  из условия экстремума  $d(\Delta \theta)/dD=0$ , где  $d/dD$  - операция дифференцирования по размеру диаметра диафрагмы  $D$ . В рассматриваемом случае из условия экстремума следует  $D^2 = \frac{2\lambda p^2}{b \cos^2 \theta / 2}$ , что дает

$$\pm \Delta \theta_{\min} = \frac{\sqrt{\lambda b}}{p^2} \cos \frac{\theta}{2} = \frac{b}{p} \sqrt{\frac{\lambda}{b}} \cdot \cos \frac{\theta}{2} = 2\sqrt{\frac{\lambda}{b}} \sin \frac{\theta}{2}. \quad /6/$$

и следовательно,

$$\pm \Delta \theta \geq \sqrt{\frac{\lambda}{b}} 2 \sin \frac{\theta}{2}. \quad /7/$$

При этом вклады в  $\Delta \theta_{\min}$ , обусловленные классической и квантовомеханической неопределенностями, равны. Из соотношения /7/ следует /5/ при  $\theta \ll 1$ , а также боровский критерий  $\kappa = \frac{b}{\lambda} \gg 1$  как условие малости  $\Delta \theta_{\min}$  по сравнению с  $\theta$ , и следовательно, как условие справедливости классического рассмотрения куло-

новского рассеяния, описываемого формулой Резерфорда, если в действительности реализуется минимальная неопределенность.

Для реакций, представленных в табл.2,  $\kappa \approx 200$  и неопределенность классического определения  $\phi$ , а также связанных с углом отклонения  $R(\theta)$  и  $\xi_3$ , согласно /6/ малы.

В недавней работе<sup>23/</sup> были измерены сечения передачи нескольких пар нейтронов при столкновении  $^{58}\text{Ni}$  с изотопами олова при энергии, равной кулоновскому барьеру. Было найдено, что сечения передачи, например, двух и трех пар нейтронов не столь малы, как предсказывалось в<sup>20/</sup>, и равны соответственно  $4,2 \cdot 10^{-28} \text{ см}^2$  и  $1,4 \cdot 10^{-28} \text{ см}^2$ .

Указанная выше оптимизация энергии бомбардирующих ионов должна привести к большим, чем измерены в<sup>23/</sup>, сечениям реакций передачи.

Реакции сверхтекучей передачи пар нейтронов могут быть использованы для синтеза новых нейтронообогащенных изотопов легких элементов, изучение свойств или доказательства существования которых имеет важное значение для развития теории ядра и ядерных сил. В табл.3 приведены характеристики возможных реакций безрадиационной полусверхтекучей передачи нейтронов, ведущих к синтезу некоторых нейтронообогащенных нуклидов, окончательных доказательств нуклонной стабильности или нестабильности которых не имеется. Согласно<sup>20/</sup> вероятность передачи скоррелированных сверхтекучих пар нейтронов существенно превышает вероятность передачи несвязанных в пары нейтронов и нескоррелированных нейтронных пар и в том случае, когда одно из участвующих в реакции ядер не является сверхтекучим.

Таблица 3

Характеристика возможных реакций безрадиационной полусверхтекучей передачи пар нейтронов

Реакция	Q+q	$\xi_1$	$\phi$	$\xi_3$	R( $\theta$ )
	МэВ	МэВ	град.	МэВ	$10^{-24} \text{ см}^2/\text{ср}$
$^1_0\text{n} + ^{124}_{50}\text{Sn} = ^{125}_{50}\text{Sn}$	-19,3	50	13 $\pm$ 9	30 $\pm$ 0,05	8 $\pm$ 10
$^4_2\text{He} + ^{124}_{50}\text{Sn} = ^{128}_{52}\text{Sn}$	-42,3	82	19 $\pm$ 7	40 $\pm$ 0,2	3 $\pm$ 2
$^7_3\text{Li} + ^{124}_{50}\text{Sn} = ^{131}_{53}\text{Sn}$	-37,7	101	19 $\pm$ 5	63 $\pm$ 0,3	5 $\pm$ 3

Для представленных в табл.3 реакций значения параметра  $\kappa$  невелики ( $\kappa = 2 \div 13$ ). Поэтому имеет место значительная неопределенность классического значения  $\phi$  и  $R(\theta)$  и необходимо квантовомеханическое рассмотрение.



## 7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Согласие результатов расчетов, выполненных на основе кинематического - динамического подхода, с различными по своему характеру экспериментальными данными, которое было продемонстрировано в разделах 2-5, дает основания надеяться на успех предсказаний, сделанных в предшествующем разделе на основе того же подхода.

Автор благодарит участников семинара - сотрудников Лаборатории ядерных реакций и Лаборатории теоретической физики ОИЯИ за обсуждение работы.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Тарантин Н.И. ОИЯИ, Р7-81-767, Дубна, 1981.
2. Тарантин Н.И. В кн.: Ядерная химия. "Наука", М., 1965, с.182.
3. Тарантин Н.И. ЯФ, 1978, 27, с.108.
4. Gierlik E. et al. Z.Phys., 1980, 295A, p.295.
5. Волков В.В. Изв. АН СССР, сер.физ., 1981, 45, с.1810; Джолос Р.В. и др. Изв. АН СССР, сер.физ., 1981, 45, с.1927; Бунаков В.Е., Загребаяев В.И. Изв. АН СССР, сер.физ., 1981, 45, с.1945; Дьяченко А.Т. и др. Изв. АН СССР, сер.физ., 1981, 45, с.2070.
6. Myers W.D., Swiatecki W.J. Nucl.Phys., 1966, 81, p.1; Report UCRL, 11980, 1965.
7. Borcea C. et al. Nucl.Phys., 1981, 351A, p.312.
8. Artukh A.G. et al. Z.Phys., 1981, 303A, p.41.
9. Glassel P. et al. Phys.Rev.Lett., 1977, 38, p.331.
10. Alenard M.M. et al. Phys.Rev.Lett., 1978, 40, p.622.
11. Gerschel C. et al. Nucl.Phys., 1979, 317A, p.473.
12. Ishihara M. et al. IPCR - Cyclotron Progress Report 35, 1976.
13. Brink D.M. Phys.Lett., 1972, 40, p.37.
14. Каманин В.В. и др. ОИЯИ, 7-81-726, Дубна, 1981.
15. Olmi A. et al. Phys.Rev.Lett., 1978, 41, p.688.
16. Sugimoto K. et al. Phys.Rev.Lett., 1977, 39, p.323; Takahashi N. et al. Phys.Lett., 1978, 78B, p.397.
17. Trautmann W. et al. Phys.Rev.Lett., 1977, 39, p.1062.
18. Гольданский В.И., Ларкин А.И. ЖЭТФ, 1967, 53, с.1032.
19. Josephson B.D. Phys.Lett., 1962, 1, p.251.
20. Broglia R.A. et al. Phys.Lett., 1978, 73B, p.401.
21. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. "Наука", М., 1971, с.164.

22. Bohr N. Dan.Mat.Fys.Medd., 1948, 18, No.8 (ed-2-1953), p.14; Бор Н. Прохождение атомных частиц через вещество. ИЛ, М., 1950, с.17.
23. Donnweber W. et al. Phys.Lett., 1981, 106B, p.47.

Рукопись поступила в издательский отдел  
12 марта 1982 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

Д1,2-9224	IV Международный семинар по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1975.	3 р. 60 к.
Д-9920	Труды Международной конференции по избранным вопросам структуры ядра. Дубна, 1976.	3 р. 50 к.
Д9-10500	Труды II Симпозиума по коллективным методам ускорения. Дубна, 1976.	2 р. 50 к.
Д2-10533	Труды X Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Баку, 1976.	3 р. 50 к.
Д13-11182	Труды IX Международного симпозиума по ядерной электронике. Варна, 1977.	5 р. 00 к.
Д17-11490	Труды Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1977.	6 р. 00 к.
Д6-11574	Сборник аннотаций XV совещания по ядерной спектроскопии и теории ядра. Дубна, 1978.	2 р. 50 к.
Д3-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
Д13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
Д1,2-12036	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
Д1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
Д11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
Д4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
Д4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
Д2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
Д10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:  
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79  
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Тарантий И.И. P7-82-184  
Кинематический-динамический подход при рассмотрении экспериментальных результатов по реакциям касательного взаимодействия двух сложных ядер

Полученные автором ранее кинематические характеристики продуктов бинарной реакции касательного взаимодействия применены для интерпретации экспериментальных результатов. Рассмотрены данные по эмиссии быстрых альфа-частиц при соударении двух сложных ядер, по множественности гамма-квантов и поляризации фрагментов. Кинематические соотношения использованы для рассмотрения возможного ядерного эффекта Джозефсона.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Tarantin N.I. P7-82-184  
Kinematical-Dynamical Method of Consideration of the Experimental Data on the Two Complex Nuclei Tangential Interaction

The formulas obtained earlier by the author for the kinematical characteristics of the products of tangential binary reaction were used for the interpretation of experimental results. The data on the emission of fast  $\alpha$ -particles at the collision of two complex nuclei, on the gamma multiplicity and polarization of fragments are analysed. Kinematical relations are used for the consideration of possible nuclear Josephson effect.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982.

Перевод О.С.Виноградовой.