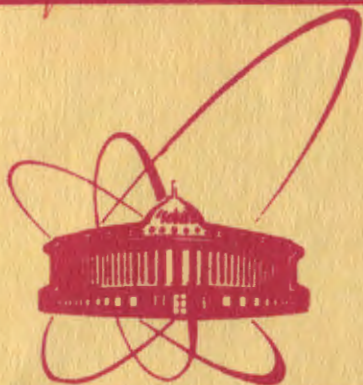


297/82

22/11-82

e



объединенный  
институт  
ядерных  
исследований  
дубна

P7-81-767

Н.И.Тарантин

КИНЕМАТИКА ПРОДУКТОВ РЕАКЦИЙ  
КАСАТЕЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ  
ДВУХ СЛОЖНЫХ ЯДЕР

*Направлено в ЯФ*

1981

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время усиленный интерес вызывают реакции взаимодействия двух сложных ядер, получившие в зависимости от акцента их проявлений наименования многонуклонных или массивных передач, глубоконеупругих или сильнодемпфированных столкновений, неполного слияния, квазиделения, а также другие. В этих реакциях, называемых здесь в соответствии с систематизацией<sup>/1/</sup>, повторенной в<sup>/2/</sup>, общим термином "Реакции касательного взаимодействия", наблюдался ряд интересных экспериментальных фактов, не нашедших удовлетворительного объяснения в известных моделях ядерных реакций. В настоящей работе сделана попытка понять некоторые из этих фактов на основе классического рассмотрения кинематики реакций касательного взаимодействия. В связи с этим в данной статье методом сопоставления изменений ядерной, кулоновской и вращательной энергий в результате передачи нуклонов<sup>/3,4/</sup> получены аналитические выражения, определяющие спины и энергию продуктов реакций передачи.

## 2. КИНЕМАТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЯДЕР ПОСЛЕ КАСАТЕЛЬНОГО СТОЛКНОВЕНИЯ

2.1. Исходное состояние двух достаточно удаленных друг от друга ядер характеризуется кинетической энергией  $E$  их относительного движения в с.ц.м., перемещающейся поступательно относительно л.с., и моментом количества движения относительно центра масс  $\hbar L$ .

Рассматриваются касательные столкновения с максимально возможным и наиболее вероятным при данной энергии столкновения моментом

$$L = L_{\max} = [(R_1 + R_2) / \hbar] [2\mu_{12}(E - V_{12})]^{1/2}, L_{\max} \gg 1, \quad /1/$$

где  $\mu_{12} = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$ ,  $R_1, R_2, m_1, m_2$  - радиусы и массы сталкивающихся ядер,  $V_{12}$  - кулоновский барьер для их касательного сближения. Начальные спины ядер полагаются равными нулю, поскольку они всегда существенно меньше  $L_{\max}$  при энергии, необходимой для взаимодействия сложных ядер.

При соприкосновении ядер своими поверхностями при условии  $L = L_{\max}$  их радиальное движение исчезает, и вся начальная кинетическая энергия  $E$  переходит в энергию вращения.

тическая энергия  $E$  сосредоточивается в виде потенциальной энергии кулоновского отталкивания  $B_{12}$  и энергии орбитального движения  $E_{L0} = E - B_{12}$ .

2.2. В случае гладкого столкновения, т.е. столкновения без участия сил тангенциального сопротивления, орбитальные и спиновые характеристики ядер после столкновения не меняются

$$E_{L12} = E_{L0}, E_{Lh} : E_{Ll} = \gamma, L_{12} = L, I_1 = I_2 = 0, \quad /2/$$

где  $E_{Lh}$  и  $E_{Ll}$  - энергия орбитального движения центров масс тяжелого (h) и легкого (l) ядер после столкновения, представленная здесь и везде ниже в с.ц.м.,  $E_{L12} = E_{Lh} + E_{Ll}$ ,  $L_{12}$  - угловой момент орбитального движения пары ядер после столкновения,  $I_1$  и  $I_2$  - спины ядер. Как и в /3,4/,  $\gamma = A_1/A_2 = m_1/m_2$ ,  $A_1 \leq A_2$ ,  $0 \leq \gamma \leq 1$ . Кинетическая энергия ядер после столкновения и их разлета на достаточное удаление при условии упругого кулоновского взаимодействия равна

$$E_{K12} = E_{L12} + B_{12}, E_{Kh} : E_{Kl} = \gamma. \quad /3/$$

2.3. В случае негладкого касательного столкновения вступают в действие тангенциальные силы поверхностного трения скольжения  $F$ , которые вызывают собственные вращения ядер. Спины ядер при этом изменяются с течением времени  $t$  на величины

$$\Delta I_1 : \Delta I_2 = I_1 : I_2 \approx \int_0^t FR_1 dt : \int_0^t FR_2 dt = \gamma^{1/3}. \quad /4/$$

В приближенном соотношении /4/ действием сил, обусловленных вызванным вращением - частичным качением ядер, пренебрегается, поскольку, если следовать макроскопическим представлениям, силы трения качения малы по сравнению с силами трения скольжения. Из /4/ и закона сохранения момента количества движения

$$L_{12} + I_1 + I_2 = L \quad /5/$$

следует

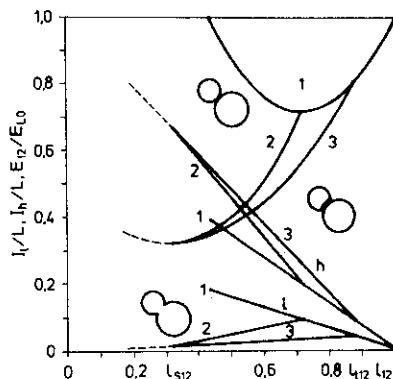
$$I_l = \frac{\gamma^{1/3}(1 - \ell_{12})L}{g_1}, I_h = \frac{(1 - \ell_{12})L}{g_1}, \quad /6/$$

где  $\ell_{12} = L_{12}/L$ ,  $g_1 = (1 + \gamma^{1/3})$ . Отсюда, если принять для момента инерции сферического ядра твердотельное выражение  $J = 0,4mR^2$ , имеем

$$E_{I12} = E_{Ih} + E_{Il} = 2,5(1 - \ell_{12})^2 E_{L0}, E_{Ih} : E_{Il} = \gamma, \quad /7/$$

где  $E_I$  - энергия собственного вращения ядер.

Рис. 1. Сумма энергий орбитального движения и собственных вращений ядер  $E_{12}/E_{L0}$  /криволинейные графики/, спины тяжелого  $I_h/L$  /прямолинейные графики/ и легкого ядер  $I_l/L$  /прямолинейные графики/ с индексом  $l$  / после касательного столкновения в зависимости от остаточного углового момента орбитального движения  $l_{12} = l_{12}/L$ .  $\gamma = A_l/A_h = 0,1$ ; 1 - скольжение, 2 - качение, 3 - скольжение с заблокированным вращением.



Энергия орбитального движения пары ядер

$$E_{L12} = l_{12}^2 E_{L0}, \quad E_{Lh} : E_{Ll} = \gamma. \quad /8/$$

Формулы /8/, а также /3/ справедливы для всех случаев касательного столкновения ядер и ниже не повторяются.

Сумма энергий орбитального движения и собственных вращений ядер

$$E_{12} = E_{L12} + E_{I12} = (2,5 - 5l_{12} + 3,5l_{12}^2) E_{L0}, \quad E_h : E_l = \gamma. \quad /9/$$

Эта энергия и спины ядер /6/ представлены на рис. 1 графиками 1 на отрезке оси абсцисс  $5/7 \leq l_{12} < 1$ . Точки графиков 1 при  $l_{12} = 1$  отвечают начальным характеристикам, совпадающим с характеристиками после гладкого столкновения.

Полная энергия  $E_{12}$  имеет минимум при  $l_{12} = 5/7$ , обусловленный прекращением действия трения скольжения в связи с наступившим при  $l_{12} = 5/7$  качением ядер без проскальзывания. Значение  $l_{12} = 5/7$  как характеристика начала качения ядер впервые было получено в /5/.

При  $l_{12} = 5/7$  имеем

$$I_1 + I_2 = \frac{2}{7} L, \quad E_{I12} = \frac{10}{49} E_{L0}, \quad E_{L12} = \frac{25}{49} E_{L0}, \quad E_{12} = \frac{5}{7} E_{L0}. \quad /10/$$

2.4. Вместо диссипативного тангенциального ядерного трения скольжения, ведущего к потере кинетической энергии на возбуждение ядер, может иметь место упругое тангенциальное взаимодействие без потери энергии орбитального движения на тепловое возбуждение. Так, например, кулоновское возбуждение ротацион-

ных уровней есть результат действия упругих торсионных сил, обусловленных взаимодействием электрических квадрупольных моментов сталкивающихся ядер. Работа этих сил по замедлению орбитального движения пары ядер не переходит в возбуждение, как в случае диссипативных сил тангенциального трения, а запасается в виде электростатической энергии взаимодействия квадрупольных моментов, которая на втором этапе столкновения переходит в энергию собственного вращения ядер и вызывает дальнейшее замедление орбитального движения. Это ответное действие торсионных сил описывается также /4/ и /5/ и приводит к /6/-/9/, но справедливым при  $3/7 \leq \ell_{12} \leq 5/7$ . При полном возврате запасенной энергии

$$\ell_{12} = \frac{3}{7}; I_1 + I_2 = \frac{4}{7}L; E_{I12} = \frac{40}{49}E_{L0}; E_{L12} = \frac{9}{49}E_{L0}, E_{12} = E_{L0} \cdot /11/$$

Кинематические характеристики ядер после консервативного тангенциального столкновения даны на рис. 1 также графиками 1, но на участке оси абсцисс  $\ell_{12} = 3/7 \div 5/7$ .

Сравнение /11/ и /10/ показывает, что под действием консервативных тангенциальных сил энергия собственного вращения ядер после столкновения оказывается в четыре раза большей, чем энергия под действием неупругих диссипативных сил. Этот результат аналогичен известному соотношению для передачи кинетической энергии для упругих и полностью неупругих центральных сил. Наоборот, часть кинетической энергии ядер, обусловленная  $E_{L12}$ , оказывается при консервативном тангенциальном взаимодействии в 2,8 раза ниже, чем энергия при полностью неупругом тангенциальном взаимодействии.

2.5. Диссипативное скольжение ядер переходит при  $\ell_{12} = 5/7$  в качение без проскальзывания ядра по ядру, характеризуемое равенством линейных скоростей поверхностей ядер в точке их соприкосновения

$$\begin{aligned} \omega_{12} (R_1 + R_2) m_2 / (m_1 + m_2) - \omega_1 R_1 = \\ = \omega_2 R_2 - \omega_{12} (R_1 + R_2) m_1 / (m_1 + m_2), \end{aligned}$$

где  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  и  $\omega_{12}$  - угловые скорости собственных и орбитального вращений ядер, или в другой форме

$$L_{12} / \mu_{12} (R_1 + R_2) = 5I_1 / 2m_1 R_1 + 5I_2 / 2m_2 R_2. \quad /12/$$

Кинематика ядер при таком сцеплении их поверхностей определяется главным образом моментами трения качения, отличающимися по действию от моментов сил трения скольжения и моментов сил трения качения /см., например, /6/ / и получившими в примене-

нии к рассмотрению качения ядер названия моментов второго порядка /7/ из-за их квадратичной зависимости от параметра перекрытия ядер. Моменты второго порядка уравнивают угловые скорости собственных вращений ядер, замедляя при этом их орбитальное вращение. Действие моментов второго порядка не выражается простым соотношением типа /4/, однако из /12/ и, естественно, /5/, имеем не менее определенные, чем /6/, выражения

$$I_{\ell} = \frac{\gamma^{4/3}}{g_4} \left[ \left( 1 + \frac{2g_3}{5\gamma g_1} \right) \ell_{12} - 1 \right] L, \quad /13/$$

$$I_h = \frac{1}{g_4} \left[ 1 - \left( 1 + \frac{2\gamma^{1/3} g_3}{5g_1} \right) \ell_{12} \right] L.$$

где  $g_3 = 1 + \gamma^{3/3} = 1 + \gamma$ ,  $g_4 = 1 - \gamma^{4/3}$ . При значении  $\ell = 5/7$  - общем для двух рассмотренных выше типов сцепления поверхностей ядер, формулы /13/ и /6/ дают одни и те же значения. При  $\gamma = 1$  для качения ядер, как будет показано в разделе 3.3, возможно только значение  $\ell_{12} = 5/7$ , при котором из /13/ следует  $I_{\ell} = I_h = \frac{1}{7}L$ , несмотря на  $g_4 = 0$ .

Используя /13/, находим

$$E_{I\ell} = \frac{5\gamma^2 g_1^2}{2g_3 g_4^2} \left[ 1 - 2 \left( 1 + \frac{2g_3}{5\gamma g_1} \right) \ell_{12} + \left( 1 + \frac{2g_3}{5\gamma g_1} \right) \ell_{12}^2 \right] E_{L0},$$

$$E_{Ih} = \frac{5\gamma g_1^2}{2g_3 g_4^2} \left[ 1 - 2 \left( 1 + \frac{2\gamma^{1/3} g_3}{5g_1} \right) \ell_{12} + \left( 1 + \frac{2\gamma^{1/3} g_3}{5g_1} \right) \ell_{12}^2 \right] E_{L0}, \quad /14/$$

$$E_{\ell} = [2,5\gamma g_1^2 - \gamma g_1 (5\gamma g_1 + 2g_3) \ell_{12} + 0,7(5\gamma^2 g_1^2 + 2g_3^2) \ell_{12}^2] E_{L0} / g_3 g_4^2,$$

$$E_h = \gamma [2,5g_1^2 - g_1 (5g_1 + 2\gamma^{1/3} g_3) \ell_{12} + 0,7(5g_1^2 + 2\gamma^{2/3} g_3^2) \ell_{12}^2] E_{L0} / g_3 g_4^2,$$

$$E_{12} = \frac{\gamma g_1^2}{g_4^2} \left[ 2,5 - 7\ell_{12} + 3,5 \left( 1 + \frac{2g_3 g_5}{5\gamma g_1^2} \right) \ell_{12}^2 \right] E_{L0}.$$

где  $g_5 = 1 + \gamma^{5/3}$ . Общее выражение для  $E_{112} = E_{Ih} + E_{I\ell}$  здесь не приводится из-за его громоздкости.

Стадия качения ядра по ядру заканчивается остановкой качения и прекращением действия моментов второго порядка. Это дает минимум  $E_{12}$  при

$$\ell_{12} = \ell_{s12} = \frac{5\gamma g_1^2}{5\gamma g_1^2 + 2g_3 g_5} \quad /15/$$

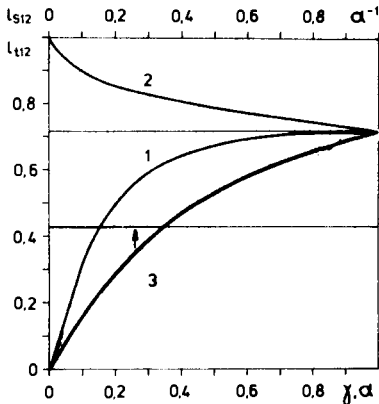


Рис. 2. Угловой орбитальный момент  $l_{s12}$  в зависимости от  $\gamma = A\varrho/A_h$  /кривая 1/ и угловой орбитальный момент  $l_{t12}$  в зависимости от  $\alpha = A_1/A_2$  /кривая 2/ или  $\alpha^{-1} = A_2/A_1$  /кривая 3/.

Полная энергия вращения и спины разлетающихся на стадии качения столкнувшихся ядер с  $\gamma=0,1$  представлены на рис.1 графиками 2. Значения  $l_{s12}$  в зависимости от  $\gamma$  даны на рис.2 кривой 1.

Заметим, что при знаке "меньше" вместо знака "равно" в одном из равенств /13/ имеем скользящее качение соответствующего ядра, а при знаке "больше" - буксующее качение. В частности, при скользянии ядер с трением /графики 2 при  $5/7 < l_{12} \leq 1$  / легкое ядро испытывает скользящее, а тяжелое - буксующее качение. На втором этапе консервативного тангенциального взаимодействия /графики 2 при  $3/7 \leq l_{12} < 5/7$  / ситуация обратная.

2.6. При остановке качения ядра по ядру вступают в действие силы трения покоя, приводящие к слипанию ядер и вращению системы как одного целого. В этом случае  $\omega_1 = \omega_2 = \omega_{12}$  или во второй форме

$$5I_1/2m_1 R_1^2 = 5I_2/2m_2 R_2^2 = L_{12} / \mu_{12} (R_1 + R_2)^2 . \quad /16/$$

Из /16/ и /5/ или из /13/ и /14/ при условии /15/ следует:

$$I_1 + I_2 = \frac{2g_3 g_5 L}{5\gamma g_1^2 + 2g_3 g_5} , \quad I_\varrho : I_h = \gamma^{5/3} ,$$

$$E_{I12} = \frac{10\gamma g_1^2 g_3 g_5 E_{L0}}{(5\gamma g_1^2 + 2g_3 g_5)^2} , \quad E_{I\varrho} : E_{Ih} = \gamma^{5/3} , \quad /17/$$

$$E_{L12} = \frac{25\gamma^2 g_1^4 E_{L0}}{(5\gamma g_1^2 + 2g_3 g_5)^2} , \quad E_{Lh} : E_{L\varrho} = \gamma ,$$

$$E_{12} = \frac{5\gamma g_1^2 E_{L0}}{5\gamma g_1^2 + 2g_3 g_5} .$$

Заметим, что численные значения  $E_{12}/E_{L0}$  и  $\ell_{s12}$  при этом равны. Впервые частичное рассмотрение кинематики вращающихся слипшихся ядер было дано в [3].

2.7. В том случае, когда качение одного из ядер по другому невозможно, например, из-за частичной несферичности его поверхности /это показано условно в правой средней части рис.1/ происходит скольжение этого ядра с условием его ограниченного вращения  $\omega_1 = \omega_{12}$  или

$$5I_1/2m_1 R_1^2 = L_{12}/\mu_{12} (R_1 + R_2)^2, \quad /18/$$

где индексом 1 обозначены параметры несферического ядра. Из /18/ и /5/ следует

$$\begin{aligned} I_1 &= \frac{2a^{2/3} a_3 \ell_{12} L}{5a_1^2}, \quad I_2 = \left[ 1 - \left( 1 + \frac{2a^{2/3} a_3}{5a_1^2} \right) \ell_{12} \right] L, \\ E_{I1} &= \frac{5a_1^2 i_1^2 E_{L0}}{2a^{2/3} a_3} = \frac{2a^{2/3} a_3 \ell_{12}^2 E_{L0}}{5a_1^2}, \quad /19/ \\ E_{I2} &= \frac{5a_1^2 i_2^2 E_{L0}}{2a_3} \end{aligned}$$

/вторая форма для  $E_{I2}$  громоздка и здесь не приводится/

$$\begin{aligned} E_{I1} &= \left( \frac{1}{a_3} + \frac{2a^{2/3} a_3}{5a_1^2} \right) \ell_{12}^2 E_{L0}, \\ E_{I2} &= \frac{5a_1^2}{2a_3} \left[ 1 - 2 \left( 1 + \frac{2a^{2/3} a_3}{5a_1^2} \right) \ell_{12} + \right. \\ &\quad \left. + \left( 1 + \frac{2a_3^2 a_5}{5a_1^2} \right) \left( 1 + \frac{2a^{2/3} a_3}{5a_1^2} \right) \ell_{12}^2 \right] E_{L0}, \\ \ell_{t12} &= \frac{5a_1}{5a_1 + 2a^{1/3} a_3}, \quad \alpha \leq 1; \quad \ell_{t12} = \frac{5a_1}{5a_1 + 2a^{2/3} a_3}, \quad \alpha \geq 1. \end{aligned}$$

Здесь  $\alpha = A_1/A_2$ ,  $0 \leq \alpha \leq \infty$ ;  $a_j(a) \equiv g_j(y)$ ,  $j=1,3,5$ , например,  $a_1 = 1 + \alpha^{1/3}$ ,  $i_1 = I_1/L$ ,  $i_2 = I_2/L$ ,  $\ell_{t12}$  - значение углового момента орбитального вращения, при котором наступает блокировка вращения скользящего несферического ядра.

Кинематические характеристики двух ядер с  $\alpha=0.1$  для этого случая сцепления их поверхностей также даны на рис.1 графиками 3. Кривая для  $E_{I2}/E_{L0}$  имеет минимум при  $\ell_{12} = \ell_{s12}$ .



Значения  $\ell_{t12}$  при возможных отношениях масс  $A_1/A_2$  сталкивающихся ядер представлены на рис.2 кривыми 2 и 3. Там же даны значения  $\ell_{12} = 5/7$  и  $\ell_{12} = 3/7$ , отвечающие минимальным орбитальным моментам, достижимым соответственно при диссипативном и консервативном скольжении ядер. Из рис.2 видно, что переход диссипативного скольжения в скольжение с заблокированным вращением несферического ядра возможен только для более легкого из пары сталкивающихся ядер /  $\ell_{t12} \geq 5/7$  при  $\alpha \leq 1$  /. При полностью консервативном начальном скольжении может быть вовлечено в скольжение с заблокированным вращением и тяжелое ядро, но только при условии, что  $A_1/A_2 \leq 3,0$  /  $\ell_{t12} \geq 3/7$  при  $\alpha - 1 \geq 0,33$  /.

2.8. Для скольжения с заблокированным вращением возможно допущение консервативности сил тангенциального сопротивления, обусловленных упругим скручиванием ядер. Кинематические характеристики ядер в этом случае определяются формулами /19/, но при  $\ell_{12} < \ell_{s12}$ . На рис.1 эти характеристики частично представлены штриховыми графиками 3.

### 3. КИНЕМАТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОДУКТОВ РЕАКЦИЙ ПЕРЕДАЧИ НУКЛОНОВ

Кинематические характеристики нуклидов, образующихся в результате передачи нуклонов от ядра к ядру при касательном столкновении, могут быть определены достаточно однозначно также на основе законов классической механики, если постулировать определенный тип сцепления поверхностей формирующихся фрагментов.

3.1. Кинематические характеристики слипшихся фрагментов на стадии их формирования и последующего распада системы, определяемые законом сохранения момента количества движения  $L_{34} + I_3 + I_4 = L$  и условием вращения системы как единого целого  $\omega_3 = \omega_4 = \omega_{34}$ , выражаются следующими формулами:

$$I_3 + I_4 = \frac{2d_3 d_5 L}{5\delta d_1^2 + 2d_3 d_5}, \quad I_l : I_h = \delta^{5/3},$$

$$\ell_{34} = \ell_{s34} = 5\delta d_1^2 / (5\delta d_1^2 + 2d_3 d_5),$$

$$E_{134} = \frac{10\gamma g^2 d_1^{11/3} d_5 E_{L0}}{g^8 (5\delta d_1^2 + 2d_3 d_5)^2}, \quad E_{1l} : E_{1h} = \delta^{5/3},$$

$$E_{L34} = \frac{25\gamma g_1^2 \delta d_1^2 d_3^{8/3} E_{L0}}{g_3^{8/3} (5\delta d_1^2 + 2d_3 d_5)^2}, \quad E_{Lh} : E_{Ll} = \delta,$$

$$E_{34} = \frac{5\gamma g_1^2 d_3^{8/3} E_{L0}}{g_3^{8/3} (5\delta d_1^2 + 2d_3 d_5)}, \quad E_{L0} = E - B_{12},$$

$$E_{K34} = E_{L34} + B_{34}, \quad E_{Kh} : E_{Kl} = \delta.$$

Здесь индексами 3 и 4 отмечены параметры конечных продуктов бинарной реакции передачи нуклонов,  $A_3$  и  $A_4$  - массовые числа продуктов реакции, удовлетворяющие равенству  $A_3 + A_4 = A_1 + A_2$ ;  $\delta = A_3/A_4$ ,  $A_3 \leq A_4$ ,  $0 \leq \delta \leq 1$ ;  $d_j(\delta) = g_j(\gamma)$ ,  $j=1,3-5$ ,  $B_{34}$  - энергия центрального взаимодействия конечных продуктов реакции.

Формальное отличие /20/ от аналогичных формул /3/, /8/, /17/ состоит в замене индексов 1,2 на 3,4, параметра  $\gamma$  на  $\delta$ , функций  $g_j$  на  $d_j$  и величины  $E_{L0}$  на  $\gamma g_1^2 d_3^{8/3} E_{L0} / g_3^{8/3} \delta d_1^2$ . Последняя замена отражает изменение момента инерции орбитального вращения системы в результате передачи нуклонов. При отсутствии передачи нуклонов ( $\delta = \gamma$ ) формулы /20/ переходят в /3/, /8/ и /17/.

Физическое различие формул /3/, /8/, /17/ с одной стороны и формул /20/ - с другой, состоит в том, что первые всегда удовлетворяют закону сохранения энергии, тогда как вторые - только при выполнении определенных условий. В частности, при  $\delta < \gamma$ , т.е. при уменьшении момента инерции двойной ядерной системы в результате передачи нуклонов и сохранении суммарного момента количества движения, полная энергия движения системы возрастает и требует своего пополнения за счет энергии, выделяемой в реакции. И наоборот, энергия, поглощаемая при передаче нуклонов, может быть получена в случае  $L = L_{max}$  только за счет уменьшения энергии орбитального и собственных вращений фрагментов. Это изменение энергии проиллюстрировано рис.3 для двух пар продуктов реакции передачи с  $\delta = 0,1$  и  $\delta = 0,7$  при  $\gamma = 0,5$ . Состояния слипшихся вращающихся фрагментов представлены минимумами кривых, лежащими при  $l_{s34} = 0,323$  и  $l_{s34} = 0,703$ .

В общем случае для пополнения энергии движения вращающейся системы за счет ядерной и кулоновской энергий и наоборот должно выполняться условие

$$E_{34} \leq E_{L0} + Q + q, \quad /21/$$

где  $Q = c^2(m_1 + m_2 - m_3 - m_4)$  - внутриядерная энергия, а  $q = B_{12} - B_{34}$  - энергия внешнего электростатического взаимодействия фрагментов, выделяемые при передаче нуклонов. Знак равенства в /21/ отвечает консервативному взаимодействию без возбуждения фраг-

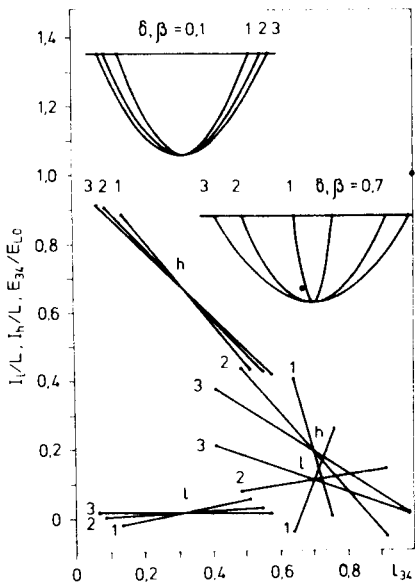


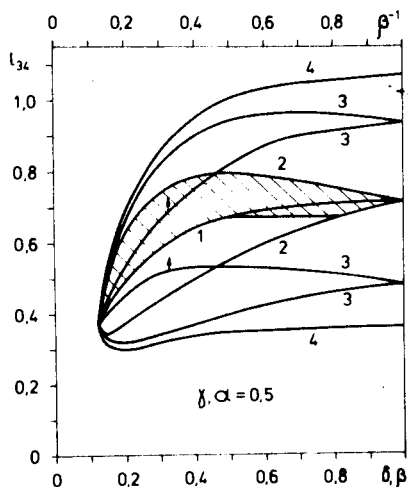
Рис. 4. Верхняя и нижняя границы возможных значений углового орбитального момента продуктов реакции передачи нуклонов  $l_{34} = L_{34}/L$  в зависимости от асимметрии их масс  $\delta = A_f/A_h$  или  $\beta = A_3/A_4$ , 1 - слипшиеся фрагменты, 2 - качение, 3 - скольжение с заблокированным вращением, 4 - скольжение с минимальной энергией собственных вращений фрагментов.

ментов, знак "меньше" - диссипативному с потерей кинетической энергии на возбуждение, обусловленной, например, работой против сил трения при взаимодействии ядер до передачи нуклонов. Максимальная потеря энергии в этом случае определяется разностью энергий начального и низшего состояний слипшихся исходных ядер  $\gamma=0,5$ , представленных на рис. 3 точками с абсциссами  $l_{12}=1,000$  и  $l_{s12}=0,673$ .

Для фрагментов, слипшихся при их формировании, общее условие /21/ принимает вид

$$\frac{5\gamma \gamma^2 d_3^{8/3}}{\gamma_3^{8/3} (5\delta d_1^2 + 2d_3 d_5)} \leq (1 + \frac{Q+q}{E_{L0}}) \quad /22/$$

Рис. 3. То же, что и на рис. 1, но для продуктов реакции передачи нуклонов.  $\gamma = 0,5$ ,  $\delta = 0,10$  ( $Q+q)/E_{L0} = 0,35$  и  $\delta = 0,7$ , ( $Q+q)/E_{L0} = -0,12$ . 1 - качение, 2 - скольжение с заблокированным вращением, 3 - скольжение с минимальной суммой энергий собственных вращений фрагментов.



Величина  $Q + q$  имеет конкретное значение для заданных  $\gamma$  и  $\delta$  и может быть как положительной, так и отрицательной. Однако для общей иллюстрации действия соотношения /22/ можно положить  $(Q + q)/E_{L0} = 0$ , тем более, что это равенство имеет место независимо от величины  $Q + q$  при  $E_{L0} \gg (Q + q)$ . На рис.4 кривой 1 представлены возможные значения  $\delta$  и  $\ell_{s34}$  для  $\gamma = 0,5$  при  $(Q + q)/E_{L0} = 0$ , полученные на основании /22/. Сильно асимметричные по массам пары фрагментов ( $\delta < 0,125$ ) и полное слияние ядер ( $\delta = 0$ ) энергетически запрещены.

Изложенный выше метод рассмотрения условий для осуществления ядерной реакции на основе сопоставления изменений в процессе реакции ядерной и кулоновской энергий с одной стороны и полной энергии орбитального и собственного вращений - с другой, был предложен в работе /3/, а затем применен в /4/ для конкретных расчетов критических угловых моментов во входном канале реакций полного слияния и минимально возможной /существенно меньшей  $B_{12} + Q$  / энергии возбуждения компаунд-ядер.

Рассмотрение, аналогичное /3,4/, но выполненное в менее конкретной форме, дано в /8/.

3.2. Кинематические характеристики продуктов реакции - ядер, катящихся друг по другу при их образовании и последующем развале системы, определяются из условий /5/, /12/ с заменой в них индексов 1 и 2 на 3 и 4 и из условия /21/. Это дает формулы /13/-/15/, измененные согласно указаниям в разделе 3.1. Например,

$$I_{\ell} = \frac{\delta^{4/3}}{d_4} \left[ \left(1 + \frac{2d_3}{5\delta d_1}\right) \ell_{s34} - 1 \right] L, \quad /23/$$

$$E_{i\ell} = \frac{5\gamma g_1^2 d_3^{5/3}}{2g_3^{8/3} d_4^2} \left[ 1 - 2\left(1 + \frac{2d_3}{5\delta d_1}\right) \ell_{s34} + \left(1 + \frac{2d_3}{5\delta d_1}\right) \ell_{s34}^2 \right] E_{L0}$$

и т.д. Из /21/ следует дополнительное ограничение на возможные значения  $\ell_{s34}$

$$\ell_{s34} (1 - \epsilon) \leq \ell_{s34} \leq \ell_{s34} (1 + \epsilon), \quad /24/$$

где  $\ell_{s34}$  определено в /20/, а

$$\epsilon = \left\{ \frac{2}{7} \left[ 1 + \frac{g_3^{8/3} d_4^2}{\gamma g_1^2 d_3^{8/3}} \left(1 + \frac{2d_3 d_5}{5\delta d_1^2}\right) \left(1 + \frac{Q + q}{E_{L0}}\right) - \frac{d_3 d_5}{\delta d_1^2} \right] \right\}^{1/2}$$

При  $\delta = 1$  независимо от величин  $Q + q$  и  $\gamma$  имеем  $\epsilon = 0$  и  $\ell_{s34} = 5/7$  /последнее значение было использовано в разделе 2.5/.

Допустимые значения  $E_{s34}$ ,  $I_h$  и  $I_{\ell}$  в зависимости от  $\ell_{s34}$  представлены на рис.3 кривыми 2 для двух пар катящихся фрагментов

тов, имеющих  $\delta = 0,1$ ,  $(Q+q)/E_{L0} = 0,35$  и  $\delta = 0,7$ ,  $(Q+q)/E_{L0} = 0,12$  при  $\gamma = 0,5$ .

Из рисунка следует поляризация спинов фрагментов, обратная ( $I_h < 0$ ,  $I_l < 0$ ) начальному моменту, направление которого определяется направлением параметра удара, а знак принимается положительным. Аналогичное указание о возможности отрицательной поляризации спина фрагмента получено в <sup>9/</sup>, но другим методом. Этот результат показывает неоднозначность интерпретации знака угла вылета фрагмента, предложенной в <sup>10/</sup>, по знаку его поляризации.

Границы возможных значений  $l_{34}$  при качении конечных фрагментов в зависимости от  $\delta$  при  $\gamma = 0,5$  и  $(Q+q)/E_{L0} = 0$ , найденные по формулам /24/, представлены на рис.4 кривыми 2.

Приведенные на рис.4 кинематические характеристики для случая качения фрагментов получены исходя из законов сохранения, определяющих необходимые, но не обязательно достаточные условия для их реализации.

Диссипативные силы тангенциального трения, действующие при качении между сталкивающимися ядрами 1 и 2 или фрагментами 3 и 4 при передаче нуклонов, могут снизить начальный момент  $L$  только до  $l_{34} = l_{s34}$ , если  $\delta < \gamma$ , или до  $l_{34} = l_{s12}$ , если  $\delta > \gamma$ , поскольку при слипании ядер действие сил трения скольжения и качения прекращается.

Тангенциальные силы, возникающие между фрагментами в результате передачи нуклонов, определяются сложными кинематическими уравнениями типа мастер-уравнений или уравнений Фоккера-Планка. Однако для выяснения направления действия этих сил в пределах, определяемых законами сохранения, достаточны простые динамические рассмотрения системы из двух связанных своими поверхностями фрагментов.

При  $\delta < \gamma$  и  $(Q+q) > 0$  между фрагментами возникают силы притяжения, которые обеспечивают сцепление поверхностей ядер и соответствующее увеличение полной энергии вращения. Знак силы взаимодействия определяется знаком величины  $(Q+q)/[(R_3+R_4) - -(R_1+R_2)]$ , где  $(R_1+R_2)$  и  $(R_3+R_4)$  монотонно увеличиваются от  $1,00 R_c$  до  $1,59 R_c$  при изменении  $\gamma$  или  $\delta$  в интервале 0-1,  $R_c$  - радиус возможного компаунд-ядра с массой  $m_1+m_2 = m_3+m_4$ . Увеличение энергии вращения происходит в результате действия составляющих центральных сил притяжения, касательных к траекториям центров фрагментов, имеющих в системе центра масс вид скручивающихся спиралей. Увеличение энергии вращения системы, в этом случае определяемое правой ветвью параболы полной энергии движения, ведет к увеличению  $l_{34}$  в интервале  $l_{s12} \rightarrow l_{s34}(1+\epsilon)$ . Последующее действие сил трения катящихся друг по другу фрагментов снижает  $l_{34}$  до  $l_{s34}$ . Таким образом, для возможных значе-

ний  $l_{34}$  в соответствии с действующими силами имеем

$$l_{s34} \leq l_{34} \leq l_{s34} (1 + \epsilon). \quad /25/$$

При  $\delta > \gamma$  и  $(Q+q) < 0$  компоненты сил притяжения фрагментов, касательные к траекториям центров, имеющих форму раскручивающихся спиралей, замедляют вращение системы. Это ведет к снижению  $l_{34}$  вплоть до  $l_{s34}$ , если передача нуклонов произошла при  $l_{12} > l_{s34}$ , или к возрастанию  $l_{34}$ , определяемому левой ветвью параболы, в пределах интервала  $l_{s12} - l_{s34}$ , если передача нуклонов произошла при  $l_{12} \geq l_{s12}$  и  $l_{12} \leq l_{s34}$ . В этом случае

$$l_{s12} \leq l_{34} \leq l_{s34} (1 + \epsilon) \quad \text{при} \quad l_{s12} > l_{s34} (1 - \epsilon), \quad /26/$$

$$l_{s34} (1 - \epsilon) \leq l_{34} \leq l_{s34} (1 + \epsilon) \quad \text{при} \quad l_{s12} < l_{s34} (1 - \epsilon).$$

В случаях  $\delta < \gamma$  и  $(Q+q) < 0$  или  $\delta > \gamma$  и  $(Q+q) > 0$  действуют силы отталкивания между фрагментами, препятствующие сцеплению фрагментов и достижению предельных состояний из-за преждевременного разрыва системы. При  $\delta < \gamma$  и  $(Q+q) < 0$  заселяется та же область состояний, что и при  $\delta < \gamma$ ,  $(Q+q) > 0$ , но в обратном направлении от  $l_{s34}(1+\epsilon)$  к  $l_{s34}$ . При  $\delta > \gamma$  и  $(Q+q) > 0$  независимо от соотношения между  $l_{s12}$  и  $l_{s34}(1-\epsilon)$  заселяются состояния от  $l_{s34}$  до  $l_{s34}(1-\epsilon)$  в направлении уменьшения  $l_{34}$ . В этом случае выделяемая при передаче нуклонов энергия  $(Q+q)$  проявляется аналогично энергии упругого тангенциального отталкивания, рассмотренного в разделе 2.4.

Возможные значения  $l_{34}$  и  $\delta$  при качении фрагментов в процессе их формирования, определяемые формулами /24/-/26/, представлены на рис. 4 заштрихованной областью.

3.3. Кинематические характеристики продуктов реакции, один из которых скользит по другому с заблокированным вращением, определяются аналогичным образом из формул /19/ с дополнительной заменой  $a$  на  $\beta = A_3/A_4$ ,  $0 \leq \beta \leq \infty$ , где  $A_3$  - массовое число скользящего фрагмента,  $a_j(a)$  на  $b_j(\beta)$ , где  $b_j(\beta) \equiv a_j(a)$ ,  $j=1,3,5$ . Например,

$$I_3 = \frac{2\beta^{2/3} b_3 l_{34} L}{5b_1^2}, \quad E_{L34} = \frac{\gamma g_1^{2/3} b_{13}^{8/3} l_{34}^2 E_{L0}}{g_3^{8/3} \beta b_1^2} \quad \text{и т.д.} \quad /27/$$

Диапазон возможных из условия /21/ значений  $l_{34}$  дается формулами

$$l_{s34} (1 - \epsilon) \leq l_{34} \leq l_{s34} (1 + \epsilon), \quad /28/$$

$$\epsilon = \left\{ 1 + \frac{5\beta b_1^2 + 2b_3 b_5}{5\beta b_1^2 + 2\beta^{5/3} b_3} \left[ \frac{2g_3^{8/3}}{5\gamma g_1^2 b_{13}^{5/3}} \left( 1 + \frac{Q+q}{E_{L0}} \right) - 1 \right] \right\}^{1/2}$$

и дополнительными ограничениями /25/ и /26/. Иллюстрация рассмотренного случая также дана на рис.3 графиками 2 и на рис.4 кривыми 3, однако без штриховки области заселяемых  $\ell_{34}$ .

3.4. Движение продуктов реакции с проскальзывающим или буксующим качением однозначно не определено, в отличие от аналогичного взаимодействия поверхностей при столкновении ядер без передачи нуклонов, описываемого соотношением /4/. Однако для продуктов реакций передачи можно выделить предельные случаи. В частности, можно выделить консервативное скольжение продуктов реакции с минимальной суммой энергий их собственных вращений при фиксированном  $\ell_{34}$ . Тогда из требования условного экстремума  $dE_{I_3}/dI_3 + dE_{I_4}/dI_4 = 0$  при  $I_3 + I_4 = L - L_{34}$ , дополнительный анализ которого показывает, что это минимум  $(d^2 E_{I_3}/dI_3^2 + d^2 E_{I_4}/dI_4^2) > 0$ , следует

$$I_l : I_h = \delta^{5/3}. \quad /29/$$

Из /5/, /21/ и /29/ имеем

$$E_{I_{34}} = \frac{5\gamma g_1^2 d_3^{5/3} (1 - \ell_{34})^2 E_{L0}}{2g_3^{8/3} d_5}, \quad E_{I_l} : E_{I_h} = \delta^{5/3},$$

$$E_{L_{34}} = \frac{\gamma g_1^2 d_3^{8/3} \ell_{34}^2 E_{L0}}{g_3^{8/3} \delta d_1^2}, \quad E_{L_h} : E_{L_l} = \delta, \quad /30/$$

$$E_{34} = \frac{\gamma g_1^2 d_3^{5/3}}{g_3^{8/3} 5} \left[ \frac{5}{2} - 5\ell_{34} + \left( \frac{5}{2} + \frac{d_3 d_5}{\delta d_1^2} \right) \ell_{34}^2 \right] E_{L0},$$

$$\epsilon = \left\{ \frac{2d_5}{5} \left[ \frac{g_3^{8/3}}{\gamma g_1^2 d_3^{5/3}} \left( 1 + \frac{Q+q}{E_{L0}} \right) \left( 1 + \frac{2d_3 d_5}{5\delta d_1^2} \right) - \frac{d_3}{\delta d_1^2} \right] \right\}^{1/2}.$$

Кинематические характеристики продуктов реакции с минимальной суммой энергий собственных вращений фрагментов даны на рис.3 графиками 3 и на рис.4 кривыми 4. Из рис.4 следует, что в рассмотренном случае  $\ell_{34} > 1$ , т.е.  $(I_3 + I_4) < 0$ , для продуктов реакций с  $\delta > \gamma$ . При этом арифметическая сумма спинов продуктов реакции, проявляющаяся, например, в множественности  $\gamma$ -квантов, будет больше  $L(1 - \ell_{34})$ .

Можно выделить также консервативное скользящее /буксующее/ качение фрагментов с наибольшей возможной суммой энергий собственных вращений при фиксированном  $\ell_{34}$ . Тогда из /5/ и /21/ следует:

$$I_{\ell} = \frac{\delta^{5/3} (1 - \ell_{34})(1 \pm \xi)L}{d_5},$$

$$I_h = \frac{(1 - \ell_{34})(1 \mp \delta^{5/3} \xi)L}{d_5}, \quad /31/$$

$$\xi = \frac{1}{\delta^{5/6}} \left[ \frac{2g_3^{8/3} d_5}{5\gamma g_1^2 d_3^{5/3} (1 - \ell_{34})^2} \left(1 + \frac{Q+q}{E_{L0}}\right) - 1 - \frac{2d_3 d_5 \ell_{34}^2}{5\delta d_1^2 (1 - \ell_{34})^2} \right]^{1/2} /32/$$

Из /32/, например, находим  $\xi=0$  при  $\gamma = 0,5$ ,  $\delta = 0,125$ ,  $Q+q=0$  и  $\ell_{34} = \ell_{s34} = 0,378$ , что согласуется с приведенным выше заключением об одном возможном состоянии при указанных параметрах реакции.

3.5. Аналогом гладкого рассеяния сталкивающихся ядер в реакциях передачи нуклонов является безрадиационный ядерный эффект Джозефсона - усиленная квантово-механическая туннельная передача пар нуклонов от одного ядра сверхтекучего типа к другому аналогичному ядру<sup>11</sup>. Такая передача, определяемая условием сохранения сверхтекучести в конечном состоянии, происходит без трансформации орбитального углового момента в спины фрагментов и без возбуждения конечных продуктов реакции

$$I_3 = I_1, I_4 = I_2, L_{34} = L, \quad /33/$$

ведущим к требованию

$$E_{L34} = \frac{\gamma g_1^2 d_3^{8/3}}{g_3^{8/3} \delta d_1^2} E_{L0} = \left(1 + \frac{Q+q}{E_{L0}}\right) E_{L0}. \quad /34/$$

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей статье получен полный комплект кинематических характеристик продуктов бинарной реакции касательного взаимодействия двух сложных ядер без передачи и с передачей нуклонов. Рассмотрены все возможные известные и гипотетические случаи сцепления и взаимодействия поверхностей ядер в процессе столкновения и передачи нуклонов. В частности, введены и впервые рассмотрены скольжение с заблокированным вращением одного ядра, скольжение с минимально возможными и наибольшими возможными собственными вращениями фрагментов, консервативное тангенциальное взаимодействие торсионного типа, гладкое тангенциальное столкновение ядер с передачей нуклонов. Сравнение теоретических результатов с экспериментальными данными, которое планируется частично сделать в следующей статье, позволит судить



о продуктивности предложенного метода и в зависимости от результатов сравнения конкретизировать механизм сцепления и взаимодействия поверхностей ядер в реакциях касательного взаимодействия.

В заключение автор выражает благодарность участникам семинара - сотрудникам Лаборатории ядерных реакций и Лаборатории теоретической физики ОИЯИ за обсуждение работы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Флеров Г.Н. Ядерные реакции, вызываемые тяжелыми ионами. В кн.: Ядерные реакции при малых и средних энергиях. Изд-во АН СССР, М., 1958, с.489.
2. Kaufmann R., Wolfgang R. Phys.Rev., 1961, 121, p.192.
3. Тарантин Н.И. Механизм ядерных реакций под действием тяжелых ионов. В кн.: Ядерная химия. "Наука", М., 1965, с.182.
4. Тарантин Н.И. ЯФ, 1978, 27, с.108.
5. Bass R. Phys.Lett., 1973, 47B, p.139.
6. Хайкин С.Э. В кн.: Механика. Изд-во техн.-теор.лит. М.-Л., 1947, с.240-241.
7. Tsang C.F. Phys.Scr., 1974, 10A, p.90.
8. Oertzen W. Z.Phys., 1980, 297A, p.295.
9. Bond P.D. Phys.Rev., 1980, 22C, p.1539.
10. Wilczynski J. Phys.Lett., 1973, 47B, p.484.
11. Гольдманский В.И., Ларкин А.И. ЖЭТФ, 1967, 53, с.1032.

Рукопись поступила в издательский отдел  
2 декабря 1981 года.