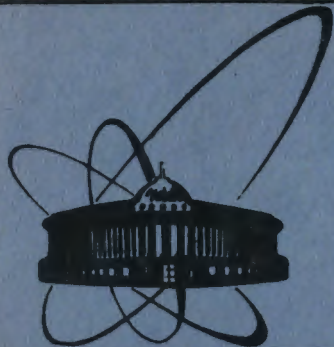


83-683



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

С343e1

P4-83-683

6756/83

В.П.Пермяков, В.М.Шилов

ДЕФОРМАЦИЯ ФОРМЫ ЯДЕР
И ЭФФЕКТИВНЫЕ БАРЬЕРЫ СЛИЯНИЯ

Направлено в журнал "Изв. АН СССР,
серия физическая", в Оргкомитет
XXXIV Сессии по ядерной спектроскопии
и структуре атомного ядра
/Алма-Ата, апрель 1984 г./

1983

I. ВВЕДЕНИЕ

Процесс образования компаунд-системы является наиболее длительным /по шкале ядерных времен/. За это время происходит существенная перестройка взаимодействующих ядер. По мере их взаимного проникновения возникает необходимость для описания этого процесса использовать представления о двойной ядерной системе. При этом становится важным вопрос о выборе коллективных координат, с помощью которых описывается весь ход реакции /от соприкосновения ядер до образования компаунд-системы и ее последующего распада/. В серии работ ^{1-8/}, посвященных проблеме взаимодействия сложных ядер, Святецким была предложена удобная техника для анализа широкого класса процессов с участием тяжелых ионов. Им же был высказан ряд оригинальных идей о ходе процесса слияния ядер, необходимой для этого начальной кинетической энергии, проанализирована роль массовой асимметрии с точки зрения возможного слияния ядер. В работах ^{1-8/} на основе динамических расчетов предпринята также попытка классификации процессов /слияние, квазиделение, глубоконеупругие и т.д./. В первой части работы нам представляется целесообразным сжато изложить основные утверждения исследований ^{1-8/}, во второй части мы представим возможную, с нашей точки зрения, картину возникновения "extra push" /дополнительной энергии/, необходимой для слияния ядер.

II. КРАТКИЙ ОБЗОР РАБОТ СВЯТЕЦКОГО

В работах ^{1-8/} решаются классические динамические уравнения движения. Чтобы получить уравнения движения, необходимо иметь выражения для кинетического члена, потенциальной энергии и диссипативной функции. Как уже отмечалось, выбором удобных коллективных координат можно добиться существенного упрощения уравнений, приемлемых для анализа. В качестве координат были приняты /см. рис.1/

$$\Delta = \frac{R_1 - R_2}{R_1 + R_2} \quad \text{- переменная асимметрия,}$$

$$\rho = \frac{r}{R_1 + R_2} \quad \text{- переменная расстояния между центрами масс ядер,}$$

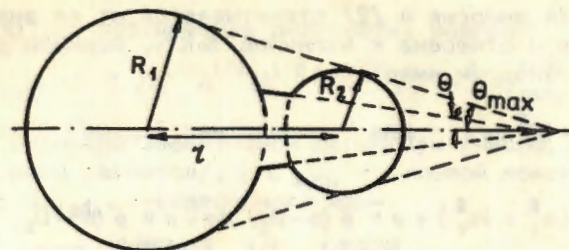


Рис.1. Параметризация формы двойной ядерной системы двумя сферами радиусов R_1, R_2 , связанными конической шейкой.

$$a = \left(\frac{\sin \theta}{\sin \theta_{\max}} \right)^2 \quad \text{- переменная, характеризующая степень связи ядер.}$$

Из рис.1 видно, что форма двойной ядерной системы параметризуется двумя сферами, центры которых расположены на расстоянии r , связанными конической шейкой. Значения a характеризуют толщину связывающей ядра шейки. Для $a < 1/2$ осуществляется "dinuclear regime". В этом режиме для массы относительного движения принимается величина приведенной массы. При $a > 1/2$ реализуется "mononuclear regime". В этом случае инерционными силами пренебрегается, так как считается, что они значительно меньше диссипативных сил. Потенциальная энергия, как обычно, представляется в виде суммы поверхностной и кулоновской энергий. В терминах

новых переменных $\nu = \sqrt{a} [0+1]$; $\sigma = \frac{\rho^2 - 1}{1 - \Delta^2} [-1+\infty]$ выражение для

потенциальной энергии принимает вид /поверхностная энергия разложена в ряд до 3-й степени по величине толщины шейки/:

$$\eta = \frac{\text{пот. энергия} - \text{потенц. энергии касат. сфер}}{8\pi R^2 \gamma} =$$

$$= \nu \sigma - \nu^2 + \nu^3 - \chi \sigma.$$

Здесь $R = R_1 R_2 / (R_1 + R_2)$, $\chi = \frac{Z_1 Z_2 e^2 / (R_1 + R_2)^2}{4\pi R \gamma}$ - эффективный пара-

метр делимости, равный для "dinuclear regime" отношению кулоновских сил к притягивающим силам поверхностного натяжения или силам "proximity", равным $4\pi R \gamma$, γ - коэффициент поверхностного натяжения.

Потенциальная энергия в /2/ отсчитывается от ее значения для касающихся сфер и отнесена к величине $8\pi\bar{R}^2\gamma$. Формулы для скорости диссипации энергии имеют вид

$$\dot{Q} = \rho \bar{v} \oint (\dot{n} - D)^2 d\sigma \quad \text{— для "mononuclear regime" — Wall formula,}$$

$$\dot{Q} = \frac{1}{4} \rho \bar{v} \Delta \sigma (u_t^2 + 2u_r^2) + \rho \bar{v} \oint (\dot{n} - D_1)^2 d\sigma + \rho \bar{v} \oint (\dot{n} - D_2)^2 d\sigma \quad /3/$$

ядро 1 ядро 2

для "dinuclear regime" — Wall- and Window formula.

В /3/ ρ — ядерная плотность, \bar{v} — среднее значение нуклонной скорости, \dot{n} — нормальная скорость элемента поверхности $d\sigma$, $\Delta\sigma$ — площадь окна, u_t , u_r — тангенциальная и радиальная компоненты относительного движения ядер, D — нормальная компонента дрейфовой скорости частиц, взаимодействующих с поверхностью. Выражения для \dot{Q} , как и в случае с потенциальной энергией, раскладываются в ряд до 3-го порядка по величине толщины шейки и затем записываются в терминах ν и σ /в работе^{/8/} приведены явные выражения D как функции конфигурации/. Для полноты изложения приведем уравнения движения /для "dinuclear regime"/:

$$\mu \frac{d^2\sigma}{dr^2} + \nu^2 \frac{d\sigma}{dr} + \nu - X = 0,$$

$$\frac{d\nu}{dr} = \frac{2\nu - 3\nu^2 - \sigma}{4\nu(\sigma + \nu^2)}, \quad /4/$$

$$r = \frac{t}{t}, \quad t = \frac{\rho \bar{v} \bar{R}^2}{\gamma}, \quad \mu = \frac{M_r}{2\pi(\rho \bar{v})^2 \bar{R}^4 / \gamma}, \quad M_r = m A_1 A_2 / A.$$

Траекторные расчеты, выполненные для систем с различающимися значениями делимости и асимметрии, привели автора работ^{/1-8/} к нетривиальному выводу: для того, чтобы слияние имело место, в ряде случаев нужна дополнительная кинетическая энергия E_r во входном канале. Выражение для E_r имеет вид:

$$E = \begin{cases} 0; & (Z^2/A)_{\text{эфф.}} + (L/L_{\text{хар.}})^2 \leq (Z^2/A)_{\text{эфф.}}^{\text{пор.}} \\ k[(Z^2/A)_{\text{эфф.}} + (L/L_{\text{хар.}})^2 - (Z^2/A)_{\text{эфф.}}^{\text{пор.}}]^2 + \text{высшие} \\ \text{степени выражения, стоящего в квадратных скобках;} \\ (Z^2/A)_{\text{эфф.}} - (L/L_{\text{хар.}})^2 > (Z^2/A)_{\text{пор.}}^{\text{эфф.}} \end{cases} \quad /5/$$

В /5/ $(Z^2/A)_{\text{эфф.}}$ — эффективная делимость, равная

$$(Z^2/A)_{\text{эфф.}} = 4Z^2 / A_1^{1/3} A_2^{1/3} (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}), \quad (Z^2/A)_{\text{пор.}}^{\text{эфф.}} =$$

пороговая величина эффективной делимости /число, полученное из траекторных расчетов/, $L/L_{\text{хар.}}$ — угловой момент системы в единицах $L_{\text{хар.}}$, определенного как

$$L_{\text{хар.}} = \frac{e\sqrt{\pi r_0}}{2f} \frac{A_1^{2/3} A_2^{2/3} (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})}{\sqrt{A_1 + A_2}}.$$

Параметр f равен 1 для сближающихся ядер и 5/7 для двух сфер, вращающихся без скольжения. Величина k , входящая в выражение /5/, равна:

$$k = \frac{A_1^{1/3} A_2^{1/3} (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})^2}{(A_1 + A_2)} \frac{32}{2025} \left(\frac{3}{\pi}\right)^{2/3} \text{ мс}^2 \cdot \text{а},$$

где a — параметр, установленный из траекторных расчетов ($a = 5$).

К числу оригинальных моментов работ^{/1-8/} относится также тот факт, что информацию о дополнительной энергии /Extra push/ Святецкий довольно простым образом внес в классическое определение сечения реакции. Мы не будем воспроизводить его рассуждений /они подробно изложены в работе^{/2/}/, а приведем окончательное выражение для σ :

$$\sigma_r(E) = \frac{\pi r_0^2}{E} \left[\sqrt{\left(\frac{C_1 C_2 + 1/2}{C_2^2}\right)^2 - \left(\frac{C_1^2 + E_B - E}{C_2^2}\right)} - \left(\frac{C_1 C_2 + 1/2}{C_2^2}\right) \right], \quad /6/$$

где

$$C_1 = \sqrt{k} \left[(Z^2/A)_{\text{эфф.}} - (Z^2/A)_{\text{эфф.}}^{\text{пор.}} \right],$$

$$C_2 = \frac{\sqrt{k}}{e^2/r_0} \frac{8f^2}{A_1^{1/3} A_2^{1/3}},$$

$$r_e = D_1 + D_2 + 1,14 \text{ фм}, \quad D = R - \frac{1 \text{ фм}^2}{R}, \quad R = 1,28 A^{1/3} - 0,78 + 0,8 A^{-1/3} \text{ фм},$$

$$m c^2 = 931 \text{ МэВ}, \quad r_0 = 1,224 \text{ фм}.$$

В более поздней работе /4/ для параметров f , a и $(Z^2/A)^{пор.эфф.}$ были приняты следующие значения: $f = 3/4$, $a = 12$, $(Z^2/A)^{пор.эфф.} = 33$. На рис.2 приведено качественное поведение сечений реакции, рассчитанных по обычной формуле $\sigma_r = \frac{\pi r_c^2}{E}(E - V_B)$ и по формуле /6/, содержащей информацию об "extra push'e". Там же пояснен смысл величин C_1 и C_2 .

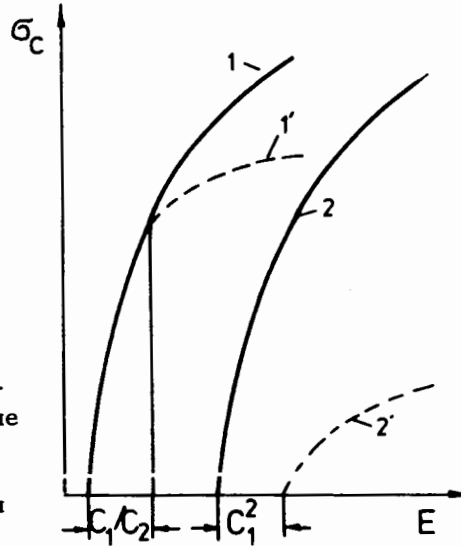


Рис.2. Качественное поведение сечений слияния σ_c , рассчитанных по модифицированной формуле /6/ /штриховые линии/ и по формуле $\sigma_c = \frac{\pi r_c^2}{E}(E - V_B)$ /сплошные линии/ в зависимости от энергии столкновения.

III. ДЕФОРМАЦИЯ ФОРМЫ ЯДЕР И ЭФФЕКТИВНЫЕ БАРЬЕРЫ СЛИЯНИЯ

Известно, что ядра обладают конечной жесткостью по отношению к λ -польной деформации формы ядер. Поэтому естественно ожидать в ходе реакции возникновения λ -польных деформаций формы ядер, вызванных кулоновским взаимодействием, являющимся по своей природе коллективным. Учитывая возможность изменения формы ядер в ходе реакции, для эффективного барьера слияния примем следующее соотношение /7/:

$$V_B = \max[V_{кул.}(r, \beta_\lambda^{(1)}) + V_{яд.}(r, \beta_\lambda^{(1)})],$$

где $V_{кул.}$ определено, как в /8/, $\beta_\lambda^{(1)}$ - параметры, описывающие форму ядер. Для ядерного потенциала принята наиболее часто употребляемая форма Саксона-Вудса. Величина эффективного барьера по своему физическому смыслу равна минимальной кинетической энергии во входном канале, необходимой для слияния /эффектами подбарьерного слияния, естественно, пренебрегаем/. Поэтому выражение /7/

можно записать в удобной с точки зрения экспериментального измерения форме, приняв параметризацию /8/

$$(E_{пор.слиян.}) = (E_I) = Z_1 Z_2 e^2 / r^{эфф.} (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}). \quad /7/$$

Здесь $E_{пор.слиян.}$ - пороговая энергия слияния, E_I - барьер взаимодействия для наиболее предпочтительных ориентаций в лобовых столкновениях. Таким образом, проблема перенормировки эффективного барьера вследствие действия ядерных сил и кулоновских сил сводится к определению величины $r^{эфф.}$. Вопрос о вкладе ядерных и кулоновских сил в величину $r^{эфф.}$ подробно рассматривался в работе /7/. Здесь мы рассмотрим изменения в величинах барьеров /в пороговых энергиях слияния/ вследствие динамических искажений формы ядер, возникающих под действием кулоновских сил. Для ядер, обладающих статической квадрупольной деформацией $\beta_2^{(1)}$, $\beta_2^{(2)}$, примем обычное определение радиуса сильного взаимодействия:

$$R_0 = R_{01} [1 + (5/4\pi)^{1/2} \beta_2^{(1)} P_2(\cos\theta_1)] + R_{02} [1 + (5/4\pi)^{1/2} \beta_2^{(2)} P_2(\cos(\pi - \theta_2))], \quad /8/$$

$$R_{01} = 1,23 A_i^{1/3}.$$

Для ядерного /вида Саксона-Вудса/ и кулоновского потенциалов имеем:

$$\frac{\partial V_{яд.}}{\partial R} \Big|_{R=R_0} = -\frac{V_0}{4a}; \quad \frac{\partial V_{кул.}}{\partial R} \Big|_{R=R_0} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R_0^2} = \frac{V_{кул.}}{R_0}. \quad /9/$$

Таким образом, для $Z_1 Z_2 e^2$ /без учета динамических эффектов/ получаем:

$$Z_1 Z_2 e^2 = \frac{V_0^c}{4a} R_0^2. \quad /10/$$

Если принять во внимание, что ядра обладают конечной жесткостью C_2 /рассматриваем только квадрупольные колебания формы/, то

$$R_0 \rightarrow R_{01} [1 + (5/4\pi)^{1/2} (\beta_2^{(1)} - \frac{\gamma_1}{C_2^{(1)} R_0^3}) P_2(\cos\theta_1) + R_{02} [1 + (5/4\pi)^{1/2} (\beta_2^{(2)} - \frac{\gamma_2}{C_2^{(2)} R_0^3}) P_2(\cos(\pi - \theta_2))] = \quad /11/$$

$$= R_0 - (5/4 \pi)^{1/2} \left(\frac{R_{01} \gamma_1 P_2(\cos \theta_1)}{C_2^{(1)} R_0^3} + \frac{R_{02} \gamma_2 P_2(\cos(\pi - \theta_2))}{C_2^{(2)} R_0^3} \right);$$

$$\gamma_1 = \frac{3}{2\sqrt{5\pi}} Z_1 Z_2 e^2 R_{01}^2.$$

Тогда для $Z_1 Z_2 e^2$ получаем новое значение:

$$\overline{Z_1 Z_2 e^2} = \frac{V_0 R_0^2}{4a} = (Z_1 Z_2 e^2) \left[1 - 2 \left(\frac{5}{4\pi} \right)^{1/2} \cdot \left(\frac{R_{01} \gamma_1 P_2(\cos \theta_2)}{C_2^{(1)} R_0^4} + \frac{R_{02} \gamma_2 P_2(\cos(\pi - \theta_2))}{C_2^{(2)} R_0^4} \right) \right] = \alpha (Z_1 Z_2 e^2). \quad /12/$$

Расчеты, выполненные для различных ядер, показывают, что $0,8 \leq \alpha \leq 1$. Это означает, что для заданной пары налетающий ион + ядро-мишень эффективный барьер возрастает вследствие эффектов искажения формы ядер. Отметим, что эффекты динамической деформации /11/, /12/ вычислены без учета ядерных сил. Однако, как это следует из /7/, ядерные силы играют большую роль в формировании барьера. На это уже обращалось внимание в работе /8/. В дополнение к выводам авторов /8/ отметим, что поскольку кулоновские силы являются дальнедействующими, то они "подготавливают" ядра к моменту включения ядерных сил, перенормируя радиусы среднего поля ядер R_{01} . Таким образом, кулоновские силы как в адиабатическом, так и в неадиабатическом приближениях действуют в одном направлении: в сторону увеличения высоты барьера. Что касается ядерных сил, то они играют двойную роль в определении барьера. С одной стороны, ядерные силы действуют в направлении, обратном кулоновским силам, и тем самым должны приводить к уменьшению динамических искажений, вызванных кулоновскими силами. С другой стороны, ядерные силы приводят к так называемой ударной ситуации, т.е. взаимодействие ядер с учетом ядерных сил носит существенно неадиабатический характер. Это приводит к возбуждению ядер уже на первой стадии слияния.

Таким образом, определение для V_B /7/, строго говоря, верно только в адиабатическом приближении, т.е. в случае, когда предполагается, что на каждом этапе взаимодействия системы успевают следить за изменениями внешнего поля. Это означает, что ядра могут изменить свою форму /деформироваться/, оставаясь при этом "холодными". Если теперь принять во внимание, что параметры $\beta_\lambda^{(i)}$, описывающие форму ядер, изменяются с заметной скоростью /соизмеримой со скоростью разлета ядер вблизи V_B /, то для V_B следует принять другое определение:

$$V_B = V_B^{(1)} + \overline{E^*},$$

где $V_B^{(1)}$ - эффективный барьер, рассчитанный с учетом эффектов динамической деформации в адиабатическом приближении, а $\overline{E^*}$ характеризует неадиабатические эффекты, т.е. величину диссипации кинетической энергии относительно движения ядер на внутренних степени свободы ядер. В работе /7/ проведен расчет величин $\overline{E^*}$ для ряда реакций /для внутренних коллективных гамма-квантов ядер было принято приближение эффективного осциллятора/. Масштаб значений $\overline{E^*}$ составляет 2-5% величин V_B .

В таблице приведены изменения в величинах эффективных барьеров ядер, рассчитанные в адиабатическом приближении. Там же представлены результаты расчетов, выполненных Святецким на основе формулы /6/. Из графиков зависимости сечений слияния σ от E мы взяли только точки, относящиеся к сдвигам пороговых энергий слияния относительно эффективных барьеров V_B , вычисленных без учета динамических искажений формы ядер /т.е. для конкретных реакций приведены величины C_1^2 из рис.2/.

Таблица

Реакция	V_B без учета дин.деф., МэВ	V_B с учетом дин.деф., МэВ	ΔV_B из работы /2/
$^{26}\text{Mg} + ^{208}\text{Pb}$	110,8	113,6	2,8 ~ 0
$^{27}\text{Al} + ^{208}\text{Pb}$	119,7	123,3	3,6 0
$^{50}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb}$	187,9	201	13,1 ~ 10
$^{52}\text{Cr} + ^{208}\text{Pb}$	203,9	219,8	15,9 -15,2
$^{58}\text{Fe} + ^{208}\text{Pb}$	217,9	237,5	19,5 -17
$^{64}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb}$	231,6	254,1	23,1 ~ 32,5
$^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$	181,5	188,8	7,3 ~ 8

Видно, что согласие расчетов, учитывающих возможность динамических искажений формы ядер в ходе реакции, с результатами работы Святецкого удовлетворительное. При этом мы не варьировали параметры /например, величина жесткости всюду принималась равной 60 МэВ/ для получения лучшего совпадения.

Цель работы была иная, а именно: получить сдвиги в величинах барьеров во входном канале, основываясь на эффектах искажения формы ядер. Эти эффекты в выбранной автором работы /1/ параметризации форм двойной ядерной системы не были учтены.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как уже неоднократно подчеркивалось авторами работ /1-6/, вычисление сечений образований компаунд-ядер по формуле /6/ требует знания по крайней мере трех параметров. Их приближенные значения на первых этапах работы устанавливаются из условия совпадения расчетных кривых для σ с экспериментальными для конкретных реакций. Желательно найти способ их не зависящего от модели определения. Предложенная схема представляет возможность для оценки по крайней мере одного параметра. В следующих публикациях предполагается провести оценки входящих в уравнение /6/ параметров. Это потребует расширения рассмотренной схемы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Swiatecki W.J. Physica Scripta, 1981, 24, p.113.
2. Swiatecki W.J. Preprint LBL-12708, Berkeley, 1981.
3. Swiatecki W.J. Preprint LBL-12642, Berkeley, 1981.
4. Bjoanholm S., Swiatecki W.J. Preprint LBL-140074, Berkeley, 1982.
5. Swiatecki W.J. Preprint LBL-14073, Berkeley, 1982.
6. Randrup J., Swiatecki W.J. Ann.of Phys., 1980, 124, p.193.
7. Пермяков В.П., Шульц Г. ЯФ, 1976, т.24, с.313.
8. Wong C.Y. Phys.Lett., 1972, 42B, p.186.
9. Holm H., Scheid W., Greiner W. Phys.Lett., 1969, 29B, p.473.

Пермяков В.П., Шилов В.М.

P4-83-683

Деформация формы ядер и эффективные барьеры слияния

В работах Святецкого /1-6/ на основе анализа классических динамических расчетов была предложена модифицированная формула для вычисления сечений слияния ядер. Два режима поведения кривых сечений слияния отражают динамическое поведение траекторий в конфигурационном пространстве, описываемом тремя переменными: ρ , α , Δ . Нами показано, что учет динамических деформаций ядер приводит к возникновению 1-го режима. Под ним мы понимаем сдвиг кривых сечений слияния на величину δ , характерную для каждой конкретной пары налетающий ион + ядро-мишень.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Preprint Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Permyakov V.P., Shilov V.M.

P4-83-683

Nuclear Form Deformation and Effective Fusion Barriers

Using the analysis of classical dynamic calculations Swiatecki proposed a modified formula for calculating the cross sections of nuclear fusion. The existence of two regimes in the fusion cross section is due to the dynamic behaviour of trajectories in the configurational space of three variables ρ , α , Δ . We show here that the dynamical deformation of nuclei results in one regime in the nuclear fusion. We mean by this a δ -shift of the curves of fusion cross sections, which depends on a particular pair, an incident and plus a target-nucleus.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой