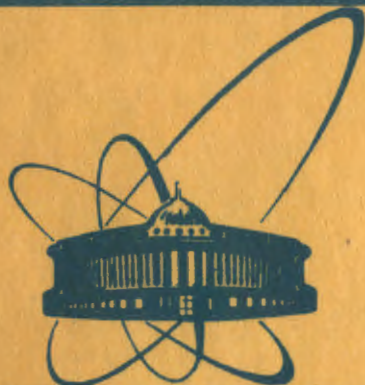


12/xII-83



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

6492/83

P4-83-618

Р.В.Джолос, Я.Делчев*, В.П.Пермяков,
И.Ж.Петков*, Х.В.Христов*

РЕАКЦИЯ ПОЛНОГО СЛИЯНИЯ ЯДЕР

* Институт ядерных исследований
и ядерной энергетики БАН, София

1983

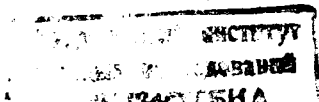
1. ВВЕДЕНИЕ

К настоящему времени накоплен большой экспериментальный материал по сечениям образования компаунд-ядер. Изучались различные комбинации пар "налетающий ион + ядро-мишень" в широком интервале энергий столкновения /5-20 МэВ/нуклон/.

Основные закономерности, установленные экспериментально, сводятся к следующему: при взаимодействии ионов с массовыми числами $A \leq 40$ с не слишком тяжелыми ядрами-мишенями канал полного слияния является доминирующим. С ростом массовых чисел налетающих ионов и ядер-мишеней открываются новые каналы /наиболее интенсивный - канал глубоконеупругих взаимодействий, для которого характерно образование двойной ядерной системы/. Что касается таких реакций, как $\text{Xe} + \text{Xe}$, $\text{U} + \text{U}$, то для них получены лишь верхние границы сечения образования компаунд-ядер.

К числу важных особенностей протекания реакций с участием тяжелых ионов ($A_{\text{нал.ион.}} > 40$) относятся изменения в характере массовых распределений продуктов реакции. В тех случаях, когда канал полного слияния наиболее интенсивен, массовые распределения продуктов реакции описываются симметричными кривыми /типа кривых Гаусса/ с центром вокруг половинной массы $A = (A_{\text{нал.ион.}} + A_{\text{ядро-мишень}}) / 2$. С ростом A взаимодействующих ядер массовые распределения концентрируются вокруг исходных массовых чисел $A_{\text{нал.ион.}}$, $A_{\text{ядро-мишень}}$, что говорит в пользу образования двойной ядерной системы. И последнее замечание. С ростом энергии столкновения сечение образования компаунд-ядра уменьшается. Это естественно, поскольку с ростом энергии столкновения открываются новые каналы реакции и, следовательно, относительный вклад канала полного слияния в полное сечение реакции уменьшается.

Существующие модели для вычисления $\sigma_c(E)$ можно разделить на две группы. К первой относятся модели, основанные на классическом описании процесса столкновения. Решаются динамические уравнения типа уравнений Лагранжа с феноменологически включенными диссипативными силами. Если траектория движения для приведенной массы μ попадает внутрь "кармана", образованного суммой кулоновского, центробежного и ядерного потенциалов, то считается, что образовалась компаунд-система. Ко второй группе относятся квантовомеханические модели. В этом случае многочастичное уравнение Шредингера сводится к одночастичному уравнению движения приведенной массы μ в поле эффективного потенциала. В области a/a - некоторая фиксированная константа/ в качестве решения урав-



нения принимается сходящаяся волна с амплитудой A_l . Таким образом, задача сводится к вычислению коэффициентов проницаемости эффективного барьера.

2. ЭФФЕКТИВНЫЙ ПОТЕНЦИАЛ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ДВУХ СЛОЖНЫХ ЯДЕР

Согласно теории Бракнера^{/1/} полная энергия системы взаимодействующих фермионов представляется как функционал от локальной плотности $\mathcal{E}[\rho]$. Тогда для реальной части взаимодействия двух сложных ядер в приближении мгновенного столкновения имеем^{/1/}:

$$U(\vec{r}) = \int (\mathcal{E}(\rho_1 + \rho_2) - \mathcal{E}(\rho_1) - \mathcal{E}(\rho_2)) d^3r. \quad /1/$$

Плотность энергии берется в виде

$$\mathcal{E}(\rho) = \mathcal{E}_{ТФ} + \rho V(\rho, a) + \frac{\hbar^2}{8m} \eta (\vec{\nabla} \rho)^2 - \frac{1}{2} \epsilon \rho V_c - 0,7386 \epsilon^2 \rho^{4/3}, \quad /2/$$

где $\mathcal{E}_{ТФ}$ - плотность кинетической энергии, вычисленная в приближении Томаса-Ферми:

$$\mathcal{E}_{ТФ} = \frac{3}{5} \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} \frac{1}{2} [(1-a)^{5/3} + (1+a)^{5/3}] \rho^{5/3}.$$

$V(\rho, a)$ - потенциальная энергия ядерной материи, приходящаяся на один нуклон; она имеет вид

$$V(\rho, a) = B_1(a) \rho + B_2(a) \rho^{4/3} + B_3(a) \rho^{5/3},$$

$$B_i(a) = b_i (1 + a_i a^2) \quad (i = 1 \div 3).$$

Нуклонные плотности ρ_1, ρ_2 извлекаются из расчетов по методу Хартри-Фока и находятся в хорошем согласии с данными о рассеянии электронов на ядрах. Член $\eta \frac{\hbar^2}{8m} (\vec{\nabla} \rho)^2$ учитывает конечность ядер, а коэффициенты η, a_i, b_i фиксируются из условия наилучшего согласия расчетов в рамках теории Бракнера с экспериментальными данными по энергиям связи ядер $^{16}\text{O}, ^{40}\text{Ca}, ^{208}\text{Pb}, ^{238}\text{U}$.

В работе^{/2/} была предложена удобная аппроксимация реальной части потенциала взаимодействия:

$$V_N(r) = \frac{(A_l^{1/3} A_m^{1/3})}{(A_l^{1/3} + A_m^{1/3})} U_N(s),$$

где $V_N(r)$ соответствует потенциалу^{/1/} за вычетом кулоновского взаимодействия, $A_{l,m}$ - массовые числа ядер, а $U_N(s)$ - универ-

сальная функция, зависящая только от расстояния между сферическими поверхностями ядер:

$$U_N(s) = \begin{cases} -V_0 \exp(-0,27s^2), & s \geq 0, \\ -V_0 + 6,3s^2, & s < 0. \end{cases}$$

Здесь $s = r - r_0 (A_l^{1/3} + A_m^{1/3})$, $r_0 = 1$ фм, $V_0 = 30$ МэВ. Таким образом, эффективный потенциал взаимодействия в l -й парциальной волне имеет вид

$$V_{эфф.}(r) = V_N(r) + V_{кул.}(r) + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2}. \quad /3/$$

Расчет сечений образования компаунд-ядер мы будем рассматривать в рамках модели, предложенной в работе^{/3/}. Процесс захвата ядра потенциальным барьером рассматривается как двухступенчатый. На первом этапе ядра преодолевают потенциальный барьер с вероятностью $T_l(E)$. Второй этап состоит в образовании квазистационарного состояния с энергией ϵ_l и вероятностью $\omega_l(\epsilon_l)$. Тогда полное сечение образования компаунд-ядра

$$\sigma_c(E) = \frac{\pi \hbar^2}{2\mu E} \sum_{l=0}^{l_{\text{крит.}}} (2l+1) T_l(E) \omega_l(\epsilon_l), \quad /4/$$

где E - энергия налетающих частиц в с.ц.и., μ - приведенная масса. Значение l , при котором реализуется последнее связанное состояние ϵ_l , обозначается как $l_{\text{крит.}}$. По поводу соотношения^{/4/} сделаем ряд замечаний. Из-за унитарности S -матрицы число падающих частиц равно числу уходящих, то есть, строго говоря, частица не может захватиться потенциальным барьером. Однако каждая модель, описывающая рассеяние тяжелых ионов, содержит как одночастичные, так и многочастичные аспекты. Одночастичные аспекты проявляются в том, что на больших расстояниях потенциал приближается к кулоновскому, а также в самом существовании потенциальных барьеров. Многочастичные эффекты проявляются на малых расстояниях, то есть там, где плотности сталкивающихся ионов перекрываются. При этом происходит существенная перестройка потенциальных полей сталкивающихся ионов и понятие потенциального барьера теряет свой смысл. Поэтому содержание предыдущей формулы заключается в том, что образование составного ядра постулируется всякий раз, когда в результате диссипации энергия падающего иона оказывается ниже барьера. В работе^{/4/} был предложен механизм диссипации энергии как результат возбуждения уровней осциллятора, который отождествляется с модами гигантского резонанса в ядре-мишени.

Расчеты, выполненные по формулам работ^{/3,4/} для различных пар взаимодействующих ядер, не привели к согласию с экспериментом. С целью согласования расчетных данных с экспериментальными в

работе /5/ была предложена перенормировка поверхностной энергии:

$$V_{\text{пов.}}(\vec{r}) = \eta_0 \int \{ (\vec{\nabla}(\rho_1 + \rho_2))^2 - (\vec{\nabla}\rho_1)^2 - (\vec{\nabla}\rho_2)^2 \} d^3r. \quad /5/$$

Для параметра η_0 принята феноменологическая зависимость η :

$$\eta(\vec{r}) = \begin{cases} \eta_0 & s \geq 1,16, \\ B \cdot s + C, & 1,16 \geq s \geq 1,06, \\ 1,06 \cdot B + C, & s < 1,06, \end{cases} \quad /6/$$

где

$$s = r / (1 - k\alpha^2) (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}), \quad \alpha = (N - Z) / (N + Z),$$

$$k = 2,15, \quad \eta_0 = 15,2.$$

Для налетающих ионов с массовыми числами $A \leq 20$ принято $B = -280$, $C = 340$; при $A > 20$ $B = -469$, $C = 560$. Различие в параметрах для $A \leq 20$ и $A > 20$ объясняется тем, что в расчетах поверхностной энергии для плотности использовалось универсальное симметризованное ферми-распределение. Однако для легких ядер плотность распределения ближе к гауссовой форме.

3. О РОЛИ КВАНТОВЫХ КОЛЕБАНИЙ ПОВЕРХНОСТИ В ПРОЦЕССЕ ПОЛНОГО СЛИЯНИЯ ЯДЕР. РЕЗУЛЬТАТЫ

Следуя работе /6/, гамильтониан, описывающий систему из двух взаимодействующих ядер, определим следующим образом:

$$\hat{H} = \hat{T}_{\text{кин.}} + \hat{H}_0 + H_{\text{ВЗ.}} \quad /7/$$

где $\hat{T}_{\text{кин.}}$ - оператор кинетической энергии относительного движения, \hat{H}_0 описывает внутреннее движение в ядрах, $H_{\text{ВЗ.}}$ - взаимодействие двух ядер. Будем принимать во внимание лишь возбуждение низколежащих ядерных состояний, при описании которых можно ограничиться гармоническим приближением. Тогда для \hat{H}_0 имеем

$$\hat{H}_0 = -\frac{\hbar}{2} \sum_j \omega_j \frac{\partial^2}{\partial a_j \partial a_j^*} + \frac{\hbar}{2} \sum_j \omega_j a_j a_j^*,$$

где a_j - динамические переменные, описывающие внутреннее движение в ядрах, j - совокупность квантовых чисел, включающая и индекс ядра. Для $H_{\text{ВЗ.}}$ примем /6/

$$H_{\text{ВЗ.}} = \int v(\vec{r} + \vec{r}_1 - \vec{r}_2) \rho^{(1)}(\vec{r}_1) \rho^{(2)}(\vec{r}_2) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2. \quad /8/$$

Здесь \vec{r} - расстояние между центрами масс сталкивающихся ядер, \vec{r}_1, \vec{r}_2 - векторы, откладываемые из центров соответствующих ядер, v - нуклон-нуклонный потенциал; $\rho^{(1)}(\vec{r}_1), \rho^{(2)}(\vec{r}_2)$ - одно-частичные матрицы плотности двух ядер, которые можно представить в виде ряда по степеням a_j :

$$\rho^{(i)}(\vec{r}_i) = \rho_0^{(i)}(\vec{r}_i) + \sum_j \rho_j^{(i)}(\vec{r}_i) a_j + \sum_{jk} \rho_{jk}^{(i)} a_j a_k + \dots \quad /9/$$

Подставляя /9/ в /8/, получаем

$$\hat{H}_{\text{ВЗ.}} = U_0(\vec{r}) + \sum_j U_j(\vec{r}) a_j + \sum_{jk} U_{jk}(\vec{r}) a_j a_k + \dots,$$

$$U_0(\vec{r}) = \int v(\vec{r} + \vec{r}_1 - \vec{r}_2) \rho_0^{(1)}(\vec{r}_1) \rho_0^{(2)}(\vec{r}_2) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2, \quad /10/$$

$$U_j(\vec{r}) = \int v(\vec{r} + \vec{r}_1 - \vec{r}_2) (\rho_0^{(1)}(\vec{r}_1) \rho_j^{(2)}(\vec{r}_2) + \rho_0^{(2)}(\vec{r}_2) \rho_j^{(1)}(\vec{r}_1)) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2$$

и т.д. Имея в виду в дальнейшем задачу приближенного разделения переменных в уравнении Шредингера, сделаем следующие преобразования координат:

$$\vec{r}'_\nu = \Phi_\nu(\vec{r}', \beta) = \vec{r}'_\nu + \sum_j \Phi_{\nu j}(\vec{r}') \beta_j, \quad /11/$$

$$a_j = F_j(\vec{r}', \beta) = F_j^{(1)}(\vec{r}') + \sum_{jk} F_{jk}^{(2)}(\vec{r}') \beta_k.$$

Здесь r'_ν - сферические компоненты радиус-вектора. В соотношении /11/ r'_ν, β_j - новые динамические переменные, описывающие соответственно радиальное движение и внутренние колебания в ядрах. На асимптотике $r \rightarrow \infty$ $r'_\nu \rightarrow r_\nu$ - радиус-вектор относительного расстояния между центрами масс сталкивающихся ядер $\beta_j \rightarrow a_j$. Функции $\Phi_{\nu j}(\vec{r}')$, $F_{\mu}^{(1)}(\vec{r}')$, $F_{\mu k}^{(2)}(\vec{r}')$ определим так, чтобы в \hat{H} отсутствовали:

- а/ перекрестные члены вида $\partial^2 / \partial r'_\nu \partial \beta_k$;
- б/ линейные по β_j слагаемые.

В результате гамильтониан /7/

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2} \sum_{\nu\nu'} \frac{\partial}{\partial r'_\nu} M_{\nu\nu'}^{-1} \frac{\partial}{\partial r'_\nu} + \tilde{U}(\vec{r}') - \frac{\hbar}{2} \sum_j \omega_j \frac{\partial^2}{\partial \beta_j \partial \beta_j^*} +$$

$$+ \frac{\hbar}{2} \sum_{jk} \Omega_{jk}(\vec{r}') \beta_j \beta_k + \dots \quad /11'/$$

Матрица $M_{\nu\nu}'$ /обратная $M_{\nu\nu}^{-1}$, играющая в /11/ роль тензора массы/ становится зависящей от r' и внутренних динамических переменных β_j и имеет вид

$$\begin{aligned} (-)^\nu M_{\nu\nu}' &= M \delta_{\nu\nu} (-1)^\nu + \frac{\hbar}{\omega} \sum_j \frac{\partial F_j^{(1)}}{\partial r_\nu'} \frac{\partial F_j^{(1)}}{\partial r_\nu'} - \\ &- \frac{2\hbar}{\omega} \sum_\lambda (-)^\lambda \frac{\partial^2 F_{-\mu}^{(1)}}{\partial r_\nu' \partial r_\nu'} \Phi_{\lambda k} \beta_k + \\ &+ M \sum (-)^i \frac{\partial F_{ik}^{(2)}}{\partial r_\nu'} \frac{\partial F_{-ik}^{(2)}}{\partial r_\nu'} \beta_k \beta_k + \frac{\hbar}{\omega} \sum_\lambda (-)^\lambda \frac{\partial \Phi_{\lambda k}}{\partial r_\nu'} \frac{\partial \Phi_{-\lambda k}}{\partial r_\nu'} \beta_k \beta_k. \end{aligned}$$

Здесь M - приведенная масса.

Функция $\Omega_{jk}(\vec{r}')$, определяющая перенормировку потенциальной энергии внутреннего гамильтониана, определяется соотношением

$$\begin{aligned} \Omega_{jk} &= \frac{1}{2} \sum \frac{\partial^2 U_0}{\partial r_\nu'^2} \Phi_{\nu j} \Phi_{\nu k} + \sum_{\nu\ell} \frac{\partial U_\ell}{\partial r_\nu'} \Phi_{\nu j} F_{\ell k}^{(2)} + \frac{1}{2} \sum \frac{\partial^2 U_\ell}{\partial r_\nu'^2} \Phi_{\nu j} \Phi_{\nu k} F_\ell^{(1)} + \\ &+ \sum_{\ell\ell'} U_{\ell\ell'} F_{\ell j}^{(2)} F_{\ell' k}^{(2)} + \frac{1}{2} \sum \frac{\partial^2 U_{\ell\ell'}}{\partial r_\nu'^2} \Phi_{\nu j} \Phi_{\nu k} F_\ell^{(1)} F_{\ell'}^{(1)} + \\ &+ 2 \sum_{\nu\ell\ell'} \frac{\partial U_{\ell\ell'}}{\partial r_\nu'} \Phi_{\nu k} F_{\ell'}^{(1)} F_{\ell j}^{(2)} + \frac{\hbar}{2} \sum \omega_\lambda (-)^\lambda F_{\ell j}^{(2)} F_{\ell k}^{(2)}. \end{aligned}$$

Мы не будем останавливаться на уравнениях для функций $F_j^{(1)}$, $F_{jk}^{(2)}$, $\Phi_{\lambda k}$ /подробности даны в работе /6/. Рассмотрим случай, когда внутренние переменные α_j описывают квадрупольные колебания поверхности ядер. Тогда преобразования /11/ будут иметь вид

$$\vec{r}'_\nu = \vec{r}_\nu + \sum_L (\beta \Phi_L)_{1\nu},$$

$$\alpha_\mu = F_\mu^{(1)} + \sum_\ell (\beta F_\ell^{(2)})_{2\mu}, \quad \mu = 0, \pm 1, \pm 2,$$

где

$$\Phi_{LM}(\vec{r}') = \Phi_1(r'^2) r'_\nu + \Phi_2(r'^2) [r'_\nu r'_\nu]_{2\mu} + \Phi_3(r'^2) [r'_\nu r'_\nu r'_\nu]_{3\gamma},$$

$$F_\mu^{(1)}(\vec{r}') = [r'_\nu r'_\nu]_{2\mu} F^{(1)}(r'^2); \quad F_{jk}^{(2)}(\vec{r}') = \sum_{\ell m} C_{2j2j}^{\ell m} F_\ell^{(2)}(r'^2) [r'_\nu \dots r'_\nu]_{\ell m}.$$

/12/

Квадратные скобки [] $_{\ell m}$ означают векторную связь. Для определения эффектов перенормировок в кинетической части энергии столкновения необходимо знать матрицу $M_{\eta\eta}^{-1}$. Не зависящая от внутренних переменных $M_{\eta\eta}^{(0)-1}$ часть этой матрицы имеет вид

$$\begin{aligned} M_{\eta\eta}^{(0)-1} &= \frac{1}{(1 + 2r'^2 F^{(1)}(r'^2))} (-)^\eta \delta_{-\eta\eta} - \\ &- \frac{1}{(1 + 2r'^2 F^{(1)}(r'^2))} \frac{1}{\{1 + \frac{3}{8} \frac{1 + 2r'^2 F^{(1)}(r'^2)}{(\frac{1}{2} F^{(1)} + r'^2 F')^2}\}} r'_\eta r'_{\eta'}. \end{aligned} \quad /13/$$

Таким образом, эффективный гамильтониан, учитывающий диссипацию энергии относительного движения на коллективные, квадрупольного типа, возбуждения ядер, имеет вид /8/ для лобовых столкновений:

$$\begin{aligned} \hat{H} &= - \frac{\hbar^2}{2M} \frac{1}{1 + \frac{x}{100} \left(\frac{Z^2 e^2}{2R_0 C}\right)^2 \left(\frac{2R_0}{r}\right)^8} \frac{\partial^2}{\partial \vec{r}'^2} - \\ &- \frac{\frac{x}{M} \frac{1}{100} \left(\frac{Z^2 e^2}{2R_0 C}\right)^2 \left(\frac{2R_0}{r}\right)^8}{1 + \frac{x}{100} \left(\frac{Z^2 e^2}{2R_0 C}\right)^2 \left(\frac{2R_0}{r}\right)^8} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + V_{\text{эфф}}(r). \end{aligned} \quad /14/$$

В /14/ x - отношение экспериментального массового коэффициента к массовому коэффициенту гидродинамической модели, Z , R_0 , C - соответственно заряд, радиус и жесткость ядра, $V_{\text{эфф}}$ - потенциал взаимодействия двух сложных ядер. С помощью преобразования $\Psi = \exp \left[\int A(r') dr' \right] \Psi'$ уравнение /14/ приводится к виду

$$\left\{ \frac{1}{1 + f(r)} \left[\frac{d^2}{dr^2} - \frac{\ell(\ell+1)}{r^2} - \frac{2\mu}{\hbar^2} (V_{\text{эфф}} + \Delta V + \Delta S - E) \right] \right\} \Psi'(r) = 0.$$

Здесь

$$\Delta V(r) = -16 \left[\left(\frac{x}{100} \right) \left(\frac{Z^2 e^2}{2R_0 C} \right)^2 \left(\frac{2R_0}{r} \right)^8 \right]^2 / [1 +$$

$$+ \left(\frac{x}{100} \right) \left(\frac{Z^2 e^2}{2R_0 C} \right)^2 \left(\frac{2R_0}{r} \right)^8] \cdot r^2,$$

$$\Delta S(r) = 64 \cdot R_0 \left(\frac{x}{100} \right) \left(\frac{Z^2 e^2}{2R_0 C} \right)^2 \left(\frac{2R_0}{r} \right)^{15} / [1 +$$

$$+ \left(\frac{x}{100} \right) \left(\frac{Z^2 e^2}{2R_0 C} \right)^2 \left(\frac{2R_0}{r} \right)^8] \cdot r^2,$$

$$A(r) = -4 \left(\frac{x}{100} \right) \left(\frac{Z^2 e^2}{2R_0 C} \right)^2 \left(\frac{2R_0}{r} \right)^8.$$

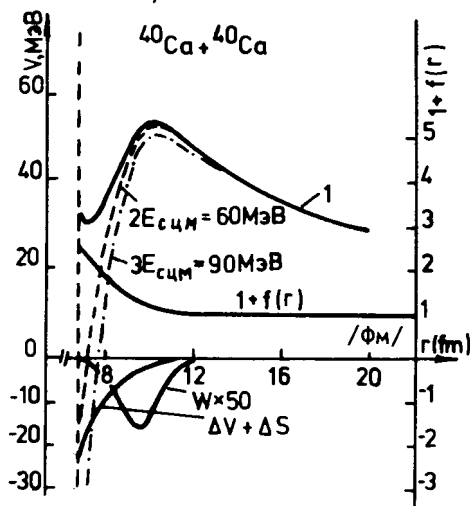


Рис. 1. Зависимость ион-ионного потенциала от расстояния r . Кривая 1 - реальная часть потенциала без учета кулоновского возбуждения /в этом случае реальная часть потенциала от энергии не зависит/, кривые 2,3 - перенормированные реальные части потенциала. Цифры на кривых - энергия столкновения ионов в с.ц.и. Слева от вертикальной пунктирной прямой находится область слияния. По правой шкале - изменение μ_0 в зависимости от r . На нижней части рисунка - изменение $\Delta V + \Delta S$ в зависимости от r , входящее в уравнение

$$\left\{ \frac{1}{1+f(r)} \left[\frac{d^2}{dr^2} - \frac{\ell(\ell+1)}{r^2} - \frac{V + \Delta V + \Delta S}{E} + 1 \right] \right\} \Psi(r) = 0.$$

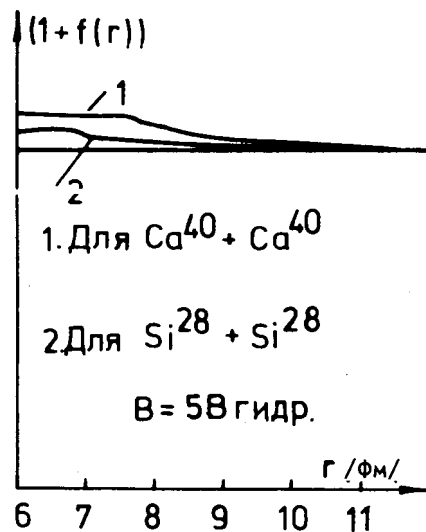


Рис. 2. Зависимость функции $1+f(r)$ от r , регулирующей углубление потенциала ядро + ядро.

Таким образом, мы получаем уравнение 2-го порядка для Ψ' с перенормированным эффективным потенциалом $V_{\text{эфф.}} = V_{\text{эфф.}} + \Delta V + \Delta S$ и приведенной массой μ , зависящей от r . На рис.1 представлен потенциал взаимодействия двух ядер ^{40}Ca /кривая 1- $V_{\text{эфф.}}(r)$, кривые 2,3 - перенормированный потенциал при двух энергиях $E_{\text{сцм.}}$ /. Видно, что потенциал углубляется. Этот результат важен при расчетах проникаемости, а также величины $\ell_{\text{крит.}}$, ограничивающей суммирование по парциальным волнам для сечения $\sigma_c(E)$.

Таблица

Реакция	$E_{\text{сцм.}}$ /МэВ/	σ_c /мб/	$\ell_{\text{крит.}}$	$\sigma_c^{\text{эксп.}}$ /мб/	$\ell^{\text{эксп.}}$ крат.
$^{12}\text{C} + ^{137}\text{Au}$ /а/	81	1147	40		42+6
	88	1347	44		
	98	1481	48		
	118,7	1331	52	1380	51+7
$^{40}\text{Ar} + ^{121}\text{Sb}$ /б/	136,5	680	66	534	59+2
	250	1050	84	995	82+3
	170	1347	102	1229	98+4
	195	1620	120	1586	118+5
	225	1672	132	1622	130+8
$^{16}\text{O} + ^{107}\text{Ag}$ /в/	99	1290	51	865	42
	113	1132	51	900	45
	118	1081	51	787	43
	146	874	51	768	48
$^{77}\text{Se} + ^{40}\text{Ar}$ /г/	95,4	648	50		50+5
	132	1342	84		70+10
$^{40}\text{Ar} + ^{165}\text{Ho}$ /д/	242	1795	145		139+7
	182	2053	97		102+5
$^{11}\text{B} + ^{159}\text{Tb}$ /е/	101,5	1044	41	979+146	40+3
$^{12}\text{C} + ^{158}\text{Gd}$ /е/	114	1142	47	1096+162	46+4
$^{16}\text{O} + ^{154}\text{Sm}$ /е/	124	1362	60	1262+183	58+4
$^{86}\text{Kr} + ^{84}\text{Se}$ /е/	274	1844	181		
$^{40}\text{Ca} + ^{122}\text{Sn}$ /е/	235	1864	151		
$^{34}\text{S} + ^{136}\text{Xe}$ /е/	207	1754	123		

Экспериментальные данные взяты из работ: а/ - работа /8/, б/ - работа /9/, в/ работа /10/, г/ - работа /11/, д/ - работа /12/, е/ - работа /13/.

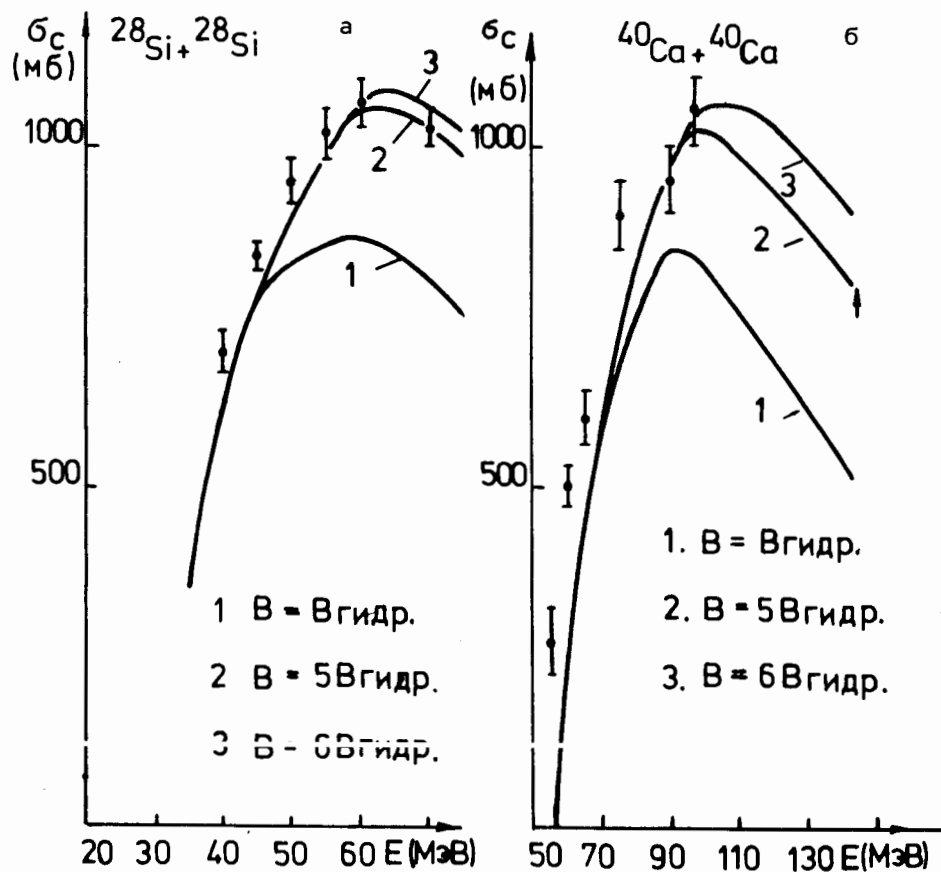


Рис.3. Сечения образования компаунд-ядра как функция энергии столкновения: а/ для различных отношений массовых коэффициентов $V/V_{\text{гидр.}}$; б/ для реакции $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$.

В таблице приведены расчетные значения сечений образования компаунд-ядер для разных комбинаций "налетающий ион + ядро-мишень" при различных энергиях столкновения. Там же даны экспериментальные значения σ_c . Согласно теоретических расчетов с экспериментальными данными вполне удовлетворительное.

На рис.2 представлена зависимость функции $(1 + f(r))$, регулирующей углубление потенциала. На рис.3 а,б дан расчет сечений σ для реакций $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$, $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$.

Дальнейший прогресс в понимании процесса слияния связан, по-видимому, с корректным учетом других степеней свободы ядер /например, мультипольных колебаний плотности/.

ЛИТЕРАТУРА

1. Brueckner K.A. et al. Phys. Rev., 1968, 171, p.1188.
2. Ngo C. et al. Nucl. Phys., 1975, A252, p.237.
3. Делчев Я.И. и др. ОИЯИ, Р4-8537, Дубна, 1975.
4. Афанасьев Г.Н. и др. ОИЯИ, Р4-12918, Дубна, 1979.
5. Delchev I.I. et al. Bulg. J. Phys., 1977, 6, p.481.
6. Джолос Р.В. и др. ОИЯИ, Р4-9635, Дубна, 1976.
7. Джолос Р.В., Пермяков В.П. ОИЯИ, Р4-8416, Дубна, 1974.
8. Vimbort R. et al. J.Phys., 1968, 25, p.535.
9. Ganvin H. et al. Nucl. Phys., 1974, A223, p. 103.
10. Natowitz J.B. Phys. Rev., 1970, C1, p.623.
11. Galin J. et al. Preprint Orsay, IPNO-RC-73-03, 1973.
12. Lefort M. Proc. Int. Conf. Structure, Heavy Ions and Related Topics, Manchester, 1973.
13. Zebelman A.M. et al. Phys. Rev. Lett., 1973, 30, p.27.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 августа 1983 года

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

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

ДЗ-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 XIII 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.
Д1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
Д17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
Д1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
Р18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
Д2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
Д9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
ДЗ,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.

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

Джолос Р.В. и др.
Реакция полного слияния ядер

Р4-83-618

Проведен анализ влияния связи внутренних степеней свободы ядер с относительным движением на эффективный гамильтониан, описывающий взаимодействие ядер и зависящий только от радиус-вектора \vec{r} , соединяющего центры масс. С этой целью при помощи преобразования координат, описывающих как относительное движение, так и внутренние колебания в ядрах, достигается приближенное разделение переменных в уравнении Шредингера. В итоге получено радиальное уравнение Шредингера с перенормированными приведенной массой и коллективными параметрами ядер. Это дает возможность исследовать влияние неадиабатичности процесса столкновения на сечение полного слияния ядер.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Dzholos R.V. et al.
Reaction of Total Nuclear Fusion

Р4-83-618

The influence of connection of intrinsic degrees of freedom for nuclei with relative motion upon the effective Hamiltonian which describes nuclear interaction and depends on the radius-vector \vec{r} connecting centers of masses is analysed. With this aim using the transformation over coordinates which describes both the relative motion and intrinsic nuclear oscillations an approximate separation of variables in Schrödinger equation was achieved. As a result, radial Schrödinger equation with a renormalized reduced mass and nuclear collective parameters was obtained. This permits to investigate the influence of nonadiabatics of collision process on fusion cross sections.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой