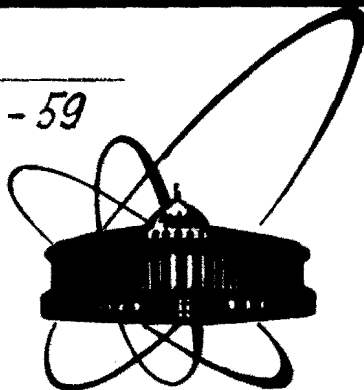


Ш - 59



**СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА**

P4-86-843

**В.М.Шилов**

**СВЯЗАННЫЕ КАНАЛЫ  
В МОДЕЛИ ГРАНИЧНЫХ УСЛОВИЙ**

**1986**

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В работах <sup>/1, 2/</sup> нами была предложена одноканальная модель граничных условий для описания сечений полного слияния и сечений реакции при столкновении тяжелых ионов. В этой модели сложный многочастичный характер задачи при больших перекрытиях ядерных плотностей имитировался граничными условиями в виде только сходящихся волн. Расстояние между ионами  $R_{кр}$ , где накладываются граничные условия  $R_{кр} = r_0(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ , соответствует величине параметра  $r_0$ , равного приблизительно 1 фм. На существование такого критического расстояния между ионами было впервые указано в работе <sup>/3/</sup> при феноменологическом анализе экспериментальных данных по слиянию ядер при энергиях выше кулоновского барьера.

Во внешней области перекрытия ядер мы ввели феноменологическую мнимую часть, которая обеспечивала превышение полного сечения реакции над сечением слияния. В рамках этой модели нам удалось успешно описать экспериментальные данные по сечениям реакции и слияния для широкого круга ядер <sup>/2/</sup>. Однако упругое рассеяние в рамках одноканальной модели описать не удалось. Это указало нам на то, что значительная часть падающего потока частиц должна выходить из упругого канала на больших расстояниях между сталкивающимися ядрами, но все же достигать критического радиуса и давать вклад в сечение слияния. Очевидно, что мнимая часть оптического потенциала не может описывать процессы такого типа и поэтому необходимо явным образом учитывать все процессы, происходящие в периферической области ядер.

С этой целью в работе <sup>/4/</sup> нами была введена многоканальная модель граничных условий, которая позволяет на единой основе получить замкнутые выражения не только для сечений слияния и полного сечения реакции, но также и для угловых распределений упругого и неупругого рассеяния. Пренебрегая отдачей ядра, модель описывает также и квазиупругие передачи нуклонов от одного ядра к другому.

Интерес к данной модели повысился после обнаружения неожиданно больших сечений подбарьерного слияния для сферических ядер <sup>/5, 6/</sup>. Оказалось, что учет связи каналов приводит к увеличению вероятности туннелирования через кулоновский барьер по сравнению с одноканальным случаем <sup>/7/</sup>. Аналогичные эффекты от связи каналов существенны и при описании процессов, обратных подбарьерному слиянию, а именно - спонтанному испусканию тяжелых кластеров <sup>/8/</sup>.

В данной работе мы вкратце опишем формализм метода и его приложения к реакциям слияния и распада.

## 2. ФОРМАЛИЗМ

Гамильтониан системы, описывающий взаимодействие двух ядер, выберем в виде

$$H = T + H_0(\xi) + V(r, \xi). \quad /1/$$

Здесь  $T$  - оператор кинетической энергии,  $V$  - оператор взаимодействия двух ядер, зависящий от относительного расстояния  $r$  и внутренних координат  $\xi$ ,  $H_0$  - внутренний гамильтониан ядра-мишени /для простоты изложения будем рассматривать ядра с нулевым спином в основном состоянии, и пренебрежем внутренней структурой налетающего иона/.

Разлагая волновую функцию полного гамильтониана в ряд по собственным функциям внутреннего гамильтониана  $H_0 \phi_a = \epsilon_a \phi_a$  и затем по парциальным волнам, получим известную систему уравнений метода сильной связи каналов /9/ для радиальных волновых функций  $R_{\alpha l_{\alpha}}(r)$ , описывающих относительное движение

$$\left[ \frac{d^2}{dr^2} - \frac{l_{\alpha}(l_{\alpha} + 1)}{r^2} - \frac{2\mu}{\hbar^2} V_{\alpha}(r) + k_{\alpha}^2 \right] R_{\alpha l_{\alpha}}(r) = \frac{2\mu}{\hbar^2} \sum_{\beta} V_{\alpha\beta}(r) R_{\beta l_{\beta}}(r). \quad /2/$$

Здесь  $l_{\alpha}$  - орбитальный угловой момент,  $V_{\alpha}(r)$  - диагональная часть потенциала взаимодействия

$$V_{\alpha}(r) = \langle \phi_{\alpha} | V(r, \xi) | \phi_{\alpha} \rangle, \quad /3/$$

$V_{\alpha\beta}(r)$  - потенциал связи между каналами

$$V_{\alpha\beta}(r) = \langle \phi_{\alpha} | V(r, \xi) | \phi_{\beta} \rangle, \quad /4/$$

$k_{\alpha}$  - асимптотическое волновое число в канале  $\alpha$

$$k_{\alpha} = \left[ \frac{2\mu}{\hbar^2} (E - \epsilon_{\alpha}) \right]^{1/2}.$$

На больших расстояниях функции  $R_{\alpha l_{\alpha}}(r)$  имеют вид

$$R_{\alpha l_{\alpha}}(r) = \delta_{\alpha\alpha_0} \exp[-i\psi_{l_{\alpha}}(r)] - S_{\alpha\alpha_0} \exp[i\psi_{l_{\alpha}}(r)] \cdot \sqrt{\frac{k_{\alpha_0}}{k_{\alpha}}}. \quad /5/$$

Здесь

$$\psi_{l_{\alpha}}(r) = k_{\alpha} r - \eta_{\alpha} \log(2k_{\alpha} r) - \frac{1}{2} \pi l_{\alpha} + \sigma_{l_{\alpha}}(\eta_{\alpha}),$$

$\eta_{\alpha}$  - параметр Зоммерфельда,  $\sigma_{l_{\alpha}}$  - кулоновский фазовый сдвиг.

В традиционном методе сильной связи каналов в качестве второго граничного условия используется условие регулярности волновой функции в начале координат, т.е.  $R_{\alpha l_{\alpha}}(0) = 0$ . Мы налагаем на волновые функции относительного движения в каждом канале условие в виде только сходящейся волны на расстоянии  $r = R_{кр}$ . В работах /7, 10/ для этой цели используются граничные условия WKВ-типа:

$$R_{\alpha l_{\alpha}}(r \approx R_{кр}) = \frac{1}{\sqrt{k'_{\alpha l_{\alpha}}(r)}} \exp\left[-i \int_{R_{кр}}^r k'_{\alpha l_{\alpha}}(r') dr'\right] \quad /6/$$

$$k'_{\alpha l_{\alpha}}(r) = \left[ \frac{2\mu}{\hbar^2} (E - \epsilon_{\alpha} - V_{\alpha}(r)) - \frac{l_{\alpha}(l_{\alpha} + 1)}{r^2} \right]^{1/2}.$$

В работах /1, 2/ мы использовали функции Ханкеля второго рода

$$R_{\alpha l_{\alpha}}(r \approx R_{кр}) = A_{\alpha l_{\alpha}} h_{l_{\alpha}}^{(2)}(k'_{\alpha l_{\alpha}} \cdot r). \quad /7/$$

Функции Ханкеля являются точным решением уравнения Шредингера в потенциале прямоугольной ямы. Для легких ионов аппроксимация диагонального потенциала прямоугольной ямой при  $r = R_{кр}$  является оправданной, так как из-за малости кулоновского потенциала суммарный потенциал отрицателен и имеет минимум вблизи этого значения.

Выделяя угловые переменные в потенциале связи /4/, получим /9/

$$V_{\alpha\beta}(r) = \frac{\sqrt{2l_{\beta} + 1}}{\sqrt{4\pi} \sqrt{2\lambda + 1}} i^{l_{\alpha} - l_{\beta}} (-1)^{\lambda - l_{\beta}} \langle l_{\alpha} 0, \lambda 0 | F_{\lambda}(r) \rangle, \quad /8/$$

где  $\lambda$  - спин возбуждаемого уровня,  $F_{\lambda}(r)$  - радиальный формфактор перехода. Для возбуждения низколежащих коллективных состояний ядер, которые будут рассматриваться в данной работе, мы используем стандартное выражение макроскопической модели /11/

$$F_{\lambda}(r) = -\delta_{\lambda}^{(N)} \frac{dV_N}{dr} + \delta_{\lambda}^{(C)} Z_1 Z_2 e^2 \frac{3}{2\lambda + 1} \begin{cases} r^{\lambda} / R_C^{\lambda+2} \\ R_C^{\lambda-1} / r^{\lambda+1} \end{cases} \begin{cases} r < R_C \\ r > R_C \end{cases}, \quad /9/$$

где  $\delta_{\lambda}^{(N)}$  и  $\delta_{\lambda}^{(C)}$  - деформационные длины для ядерного и кулоновского возбуждения,  $R_C = 1.3 \cdot (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$  - кулоновский радиус.

Формфакторы ядерного и кулоновского возбуждений имеют разные знаки, и они не полностью сокращаются при  $r = R_{кр}$ . Чтобы избежать скачка потенциала связи в точке  $r = R_{кр}$ , который вызовет отражение потока, введем множитель, на который умножим формфактор связи /9/

$$p = 1 - \exp\left[-\left(\frac{r - R_{кр}}{a_p}\right)^2\right], \quad /10/$$

где  $a_p$  - малая величина,  $a_p = 0,3$  фм. Физически это означает, что при  $r = R_{кр}$  каналы не связаны друг с другом прямым переходом. Расчеты показали, что введение этого множителя вызывает не-большое перераспределение падающего потока между каналами, не изменяя полного сечения слияния.

Решая систему уравнений /2/ с граничными условиями /5/ и /7/, мы находим коэффициенты  $A_{\alpha l_{\alpha}}$  и  $S_{\alpha\alpha}^l$ , которые определяют дифференциальные и полные сечения следующих процессов: упругого рассеяния

$$\frac{d\sigma_y(\theta)}{d\Omega} = |f_{куп}(\theta) + \frac{i}{2k_0} \sum_{\ell} (2\ell + 1) e^{2i\sigma_{\ell}} (1 - S_{\alpha\alpha}^{\ell}) P_{\ell}(\cos\theta)|^2, /11/$$

неупругого рассеяния в канале  $\alpha$

$$\frac{d\sigma_n(\theta)}{d\Omega} = \frac{\pi}{k_0^2} \sum_M |\sum_{\ell} \sqrt{2\ell_0 + 1} \langle \ell M \lambda - M | \ell_0 0 \rangle i^{\ell_0 - \ell} e^{i(\sigma_{\ell} + \sigma_{\ell_0})} S_{\alpha\alpha_0}^{\ell} Y_{\ell M}(\theta)|^2, /12/$$

$$\sigma_n^{\alpha} = \frac{\pi}{k_0^2} \sum_{\ell} (2\ell_0 + 1) |S_{\alpha\alpha_0}^{\ell}|^2,$$

полного сечения реакции

$$\sigma_p = \frac{\pi}{k_0^2} \sum_{\ell} T_{\ell}, \quad /13/$$

где парциальные проницаемости даются выражением,

$$T_{\ell} = (2\ell + 1) (1 - |S_{\alpha\alpha_0}^{\ell}|^2),$$

сечения слияния в канале  $\alpha$  и полного сечения слияния

$$\sigma_{сн}^{\alpha} = \frac{\pi}{k_0^2} \sum_{\ell} \frac{k_{\alpha}^{\prime}}{k_0} (2\ell + 1) |A_{\alpha l_{\alpha}}|^2 = \frac{\pi}{k_0^2} \sum_{\ell} F_{\ell}, \quad /14/$$

$$\sigma_{сн} = \sum_{\alpha} \sigma_{сн}^{\alpha}.$$

В заключение этой главы сформулируем граничные условия для описания реакций спонтанного испускания тяжелых кластеров. В минимуме центрального потенциала на расстоянии  $r = R_{кр}$  потребуем наличия выходящей волны только в основном канале

$$R_{\alpha}(r \approx R_{кр}) = \delta_{\alpha\alpha_0} h_0^{(1)}(k_{\alpha_0}^{\prime} \cdot r) + A_{\ell} h_{\ell}^{(2)}(k_{\alpha}^{\prime} \cdot r), \quad /15/$$

а на больших расстояниях имеем выходящие волны во всех каналах

$$R_{\alpha}(r) = S_{\alpha} \exp[i\psi_{\ell_{\alpha}}(r)]. \quad /16/$$

При таком выборе нормировочных множителей проницаемость кулоновского барьера в канале  $\alpha$  будет определяться выражением

$$T_{\alpha} = |S_{\alpha}|^2 \frac{k_{\alpha}}{k_{\alpha_0}^{\prime}}, \quad /17/$$

и полная проницаемость

$$T = \sum_{\alpha} T_{\alpha}. \quad /18/$$

Отметим, что в формулах /17/ и /18/ нет суммирования по парциальным волнам, так как распад идет из основного состояния ядра.

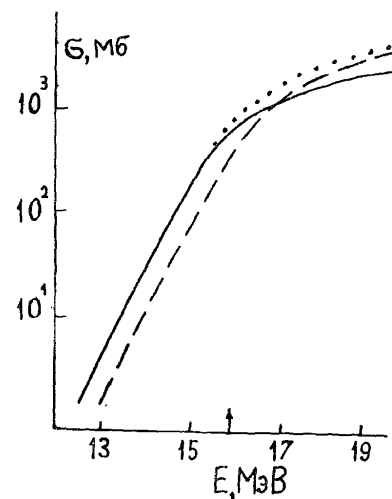
Время жизни ядра по отношению к спонтанному испусканию тяжелых кластеров, по аналогии с  $\alpha$ -распадом, можно определить выражением

$$\tau_{1/2} = \frac{\ln 2}{\nu W T}, \quad /19/$$

где  $\nu$  - частота соударений о левый край барьера,  $W$  - множитель, определяющий вероятность существования данной конфигурации на расстояниях вблизи левой точки поворота.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис.1 для реакции  $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$  представлен типичный расчет сечений реакции и слияния с учетом только ядерного возбуждения



одного уровня в ядре  $^{27}\text{Al}$  с параметрами:  $\lambda = 2$ ,  $\delta_{\lambda} = 1$  фм,  $\epsilon = 1$  МэВ. Учет кулоновского возбуждения для этих ядер оказывается мало существенным. Для ядерной части потенциала использовался потенциал, полученный в приближении внезапного удара в формализме "плотности энер-

Рис.1. Сечения слияния /сплошная кривая/ и реакции /точки/ для ядер  $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$  в зависимости от налетающей энергии в системе центра масс. Штриховая линия - расчет без связи каналов. Стрелкой показана высота кулоновского барьера.

гии<sup>11/12/</sup> /этим потенциалом получены высота и радиус кулоновского барьера  $V_B = 16$  МэВ,  $R_B = 8,8$  фм, описывающие сечение слияния при надбарьерных энергиях<sup>13/</sup>. Из рисунка видно, что в области подбарьерных энергий учет связи каналов приводит к сдвигу кривой для сечения слияния в сторону меньших энергий, практически не изменяя ее наклона. Качественно появление этого сдвига можно прояснить на примере монополярных возбуждений в двухуровневой системе с нулевой энергией возбуждения. В этом случае система уравнений /2/ расщепляется подстановкой<sup>14/</sup>

$$\chi_{\ell}^{(\pm)}(r) = R_{0\ell}(r) \pm R_{1\ell}(r).$$

Для функций  $\chi_{\ell}^{(\pm)}(r)$  имеем уравнения

$$\left[ \frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2}{dr^2} + E - \frac{\ell(\ell+1)\hbar^2}{2\mu r^2} - (V_0(r) \pm V_{01}(r)) \right] \chi_{\ell}^{(\pm)}(r) = 0.$$

Видно, что независимо от знака потенциала связи существует канал, в котором происходит эффективное уменьшение величины кулоновского барьера. Будем считать, что потенциал  $V_{01}(r)$  не изменяет кривизны и радиуса кулоновского барьера. Применяя в этом случае квазиклассическую формулу Вонга для проницаемости под барьером в каналах с волновыми функциями  $\chi_{\ell}^{(+)}$  и  $\chi_{\ell}^{(-)}$  и используя условие сохранения полного потока частиц, получим<sup>15/</sup>

$$\sigma_{\text{сп}} = \frac{h\omega R_B^2}{2E} \cdot \frac{1}{2} \left\{ \ln \left[ 1 + \exp \frac{2\pi}{h\omega} (E - V_0(R_B) + V_{01}(R_B)) \right] + \ln \left[ 1 + \exp \frac{2\pi}{h\omega} (E - V_0(R_B) - V_{01}(R_B)) \right] \right\}. \quad /20/$$

Это выражение показывает, что величина энергетического сдвига определяется величиной потенциала связи /9/ на расстояниях вблизи кулоновского барьера. Проведенные методические расчеты, а также оценки, выполненные в работе<sup>10/</sup>, показали, что с ростом энергии возбуждения коэффициент увеличения сечения слияния пропорционален величине

$$\exp \sum_i \delta_i^2 / \epsilon_i.$$

Можно ожидать, что для переходов на вибрационные состояния сферических ядер этот ряд быстро сходится, так как мажорирующий ряд  $\sum_i \delta_i^2 / \epsilon_i$  для фиксированной мультипольности пропорционален известному энергетически взвешенному правилу сумм, а число возможных мультиполей для коллективных переходов ограничено размерами ядра. Прямые переходы на состояния более сложной структуры должны быть подавлены из-за большого различия волновых функций начального и конечного состояний.

Отметим, что связь с каналами неупругого возбуждения при энергиях выше кулоновского барьера приводит к уменьшению сечения слияния. При этом полное сечение реакции растет с увеличением потенциала связи за счет возрастания сечения неупругого рассеяния<sup>14/</sup>. По этой причине ядерные потенциалы, которые описывают сечение слияния при околобарьерных энергиях в одномерных моделях<sup>16/</sup>, нужно изменить, чтобы уменьшилась величина кулоновского барьера. Это должно привести к еще большему увеличению сечения подбарьерного слияния. На рис.2 мы привели парциальные проницаемости  $F_{\ell}$  /см. формулу /14//, определяющие сечение слияния в возбужденном канале и в полном сечении слияния при энергиях 13 и 19 МэВ. Точками показано сечение слияния без связи каналов, совпадающее в данном случае с полным сечением реакции. В расчеты включено как ядерное, так и кулоновское возбуждение. Видно, что при обеих энергиях парциальные сечения в возбужденном канале исчерпывают большую часть полного сечения слияния. Это говорит о том, что ядра с большой вероятностью оказываются в возбужденном состоянии при подходе к критическому расстоянию. На этот факт впервые было обращено внимание в работе<sup>14/</sup>. Отметим также, что даже при энергиях выше барьера, где учет связи каналов уменьшает сечение слияния, увеличивается вероятность образования составного ядра с большими угловыми моментами, это играет большую роль при снятии возбуждения составного ядра, так как конкуренция между делением и испарением нейтронов для средних и тяжелых ядер зависит от внесенного в систему углового момента<sup>17/</sup>. Для легких ядер это приведет к увеличению вероятности радиационного захвата, так как испарение нейтронов с большим угловым моментом затруднено.

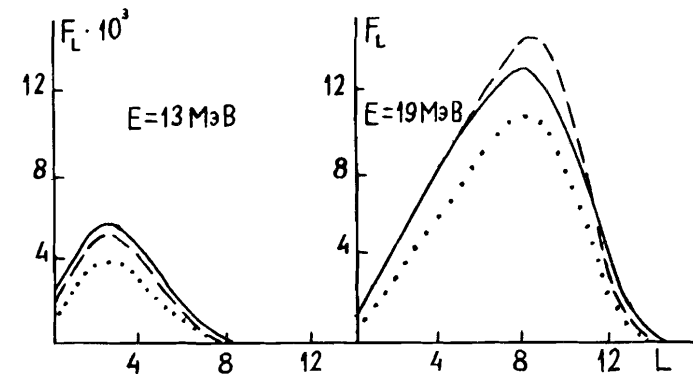


Рис.2. Парциальные проницаемости для слияния  $F_{\ell}$  при подбарьерной и надбарьерной энергиях для ядер  $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$ . Точками показано слияние в возбужденном канале, сплошной кривой – суммарное слияние в обоих каналах. Штриховая линия – расчет без связи каналов.

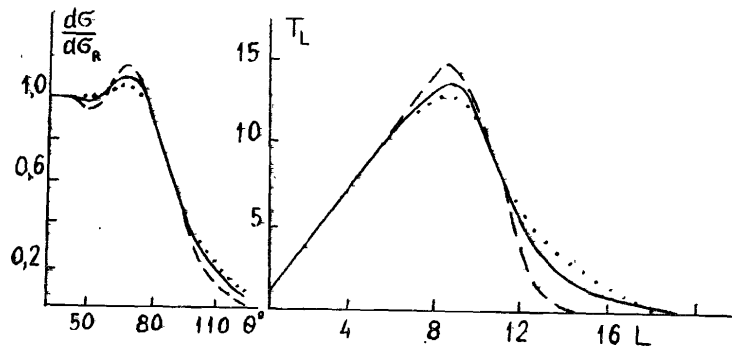


Рис.3. Угловые распределения упругого рассеяния /левая часть рисунка/ и проницаемости  $T_L$  /правая часть/ для реакции  $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$  при энергии  $F = 19$  МэВ. Штриховыми линиями показан расчет без связи каналов, точками – расчет по оптической модели.

Обсудим, как связь с неупругими каналами в рамках модели граничных условий изменяет дифференциальные сечения упругого рассеяния при надбарьерных энергиях. На рис.3 показаны угловые распределения упругого рассеяния и парциальные проницаемости  $T_L$  при энергии 19 МэВ. Сплошной и штриховой линией показаны расчеты со связью с каналом  $2^+$  и без связи соответственно. Точками показаны расчеты, выполненные по оптической модели с параметрами реального и мнимого потенциала вудс-саксоновского типа, описывающими упругое рассеяние при этих энергиях <sup>/13/</sup>. Мы видим, что связь с одним низколежащим уровнем даже без введения мнимого потенциала существенно улучшает описание экспериментальных данных при всех углах. Таким образом, можно надеяться, что каналы слияния, неупругого рассеяния и малонуклонных передач при околбарьерных энергиях исчерпывают полностью все процессы, которые в стандартной оптической модели описываются феноменологическим мнимым потенциалом.

В рамках описанного выше формализма оценим усиление вероятности туннелирования, вызванное сильной связью каналов, при распаде ядра  $^{222}\text{Ra} \rightarrow ^{208}\text{Pb} + ^{14}\text{C}$ . Для этих ядер мы имеем  $Q = 33,05$  МэВ и  $V_B = 58,3$  МэВ для потенциала типа "улучшенный" proximity <sup>/18/</sup>. Расчет проницаемости по методу WKВ при  $E = Q$  дает  $T \approx 10^{-27}$ . Ясно, что получить такую малую величину при численном решении системы уравнений Шредингера затруднительно, поэтому оценим коэффициент усиления при энергиях чуть ниже кулоновского барьера  $E = 50$  МэВ. В расчет были включены уровни ядра  $^{208}\text{Pb}$   $3^-$ ,  $5^-$  и  $2^+$  с энергиями и параметрами динамической деформации, извлеченными из имеющихся экспериментальных данных. Получено следующее значение для коэффициента усиления

$$k = T/T_{\text{WKВ}} = 1,4.$$

Также получены относительные вероятности разлета ядер, когда ядро  $^{208}\text{Pb}$  оказывается в одном из возбужденных состояний

$$T(3^-)/T(0^+) = 1,1 \cdot 10^{-2} \quad T(5^-)/T(0^+) = 7 \cdot 10^{-4}.$$

Аналогичные оценки по упрощенным формулам в рамках теории возмущений получены в работе <sup>/8/</sup>.

Для оценки времени жизни ядра  $^{222}\text{Ra}$  кроме прямого распада на ядра  $^{14}\text{C}$  и  $^{208}\text{Pb}$  необходимо учесть идущий параллельно другой механизм реакции, который происходит через распад радия первоначально на  $^{12}\text{C}$  и  $^{210}\text{Pb}$ , и затем – подхват двух нейтронов в процессе туннелирования. Важность такого механизма обусловлена большим спектроскопическим фактором для ядра  $^{12}\text{C}$  в ради, который в 20 раз превышает спектроскопический фактор для ядра  $^{14}\text{C}$  <sup>/19/</sup>. В данной работе мы не будем рассматривать эти процессы, так как для учета канала передач необходимо иметь информацию о радиальной зависимости формфактора двухнейтронных передач.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные исследования показали, что модель граничных условий со связью каналов является хорошей основой для описания дифференциальных сечений упругого и неупругого рассеяния и полных сечений реакции и слияния при столкновениях тяжелых ионов с околбарьерными энергиями, где число открытых каналов невелико.

Учет связи с нижайшими возбужденными состояниями сталкивающихся ядер увеличивает сечение подбарьерного слияния и уменьшает сечение надбарьерного слияния. По этой причине потенциалы, которые получены из описания сечений слияния при надбарьерных энергиях в рамках одномерных моделей, должны быть изменены в сторону уменьшения высоты кулоновского барьера. Это должно сказаться на экстраполяции теоретических величин сечений в область астрофизических энергий.

Связь каналов приводит к изменению  $\ell$ -населенности составного ядра. Вклад в сечение слияния дают волны с большими орбитальными моментами. Это приведет к увеличению вероятности деления составных ядер со средними значениями массового числа.

Учет связи каналов приводит к уменьшению времени жизни тяжелых ядер по отношению к спонтанному испусканию тяжелых кластеров. Модель позволяет также рассчитывать относительные выходы частиц с различной энергией возбуждения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Афанасьев Г.Н., Шилов В.М. ЯФ, 1977, 26, с.92.
2. Афанасьев Г.Н. и др. Изв.АН СССР, сер.физ., 1977, 41, с.1650.
3. Galin J. et al. Phys.Rev., 1974, C9, p.1018.

4. Афанасьев Г.Н., Пермяков В.П. Шилов В.М. Тезисы докладов XXXI Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. "Наука", Л., 1981, с.495.
5. Beckerman M. et al. Phys.Rev., 1981, C23, p.1581.
6. Jahnke U. et al. Phys.Rev.Lett., 1982, 48, p.17.
7. Dasso C.H., Landowne S., Winter A. Nucl.Phys., 1983, A405, p.381.
8. Landowne S., Dasso C.H. Phys.Rev., 1986, C33, p.387.
9. Tamura T. Rev.Mod.Phys., 1965, 37, p.679.
10. Dasso C.H., Landowne S., Winter A. Nucl.Phys., 1985, A432, p.495.
11. Бор О., Моттelson Б. Структура атомного ядра, т.2. "Мир", М., 1977.
12. Ngo C. et al. Nucl.Phys., 1975, A252, p.237.
13. Back B.B. et al. Nucl.Phys., 1977, A285, p.317.
14. Мотт Н., Мессе Г. Теория атомных столкновений. М.; ИЛ, 1961.
15. Lindsay R., Rowley N. J.Phys.G: Nucl.Phys., 1984, 10, p.805.
16. Yaz L.C., Alexander J.M., Satchler G.R. Phys.Rep., 1981, 69, p.373.
17. Cohen S., Plasil F., Swiatecki. Ann of Phys., 1974, 82, p.557.
18. Back B.B. et al. Phys.Rev., 1985, C32, p.195.
19. Кадменский С.Г., Фурман В.И., Чувильский Ю.М. В трудах Школы по структуре ядра, Алушта, 1985, СИЯИ, Д4-85-851, Дубна, 1985, с.385.

#### НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

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

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.
Д3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
Д11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
Д7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
Д2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.
Д13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
Д2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
Д1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
Д17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. /2 тома/	7 р. 75 к.
Д10,11-84-818	Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программированию и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983	3 р. 50 к.
	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984 /2 тома/	13 р. 50 к.
Д4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра, Алушта, 1985.	3 р. 75 к.
Д11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р.
Д13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна 1985.	4 р. 80 к.

Рукопись поступила в издательский отдел  
25 декабря 1986 года.

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

ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ  
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Шилов В.М.

P4-86-843

Связанные каналы в модели граничных условий

Показано, что многоканальная модель с граничными условиями в виде только сходящейся волны во внутренней области ядра является хорошей основой для описания реакций с тяжелыми ионами при околосбарьерных и подбарьерных энергиях. Рассмотрены каналы упругого, неупругого рассеяния и слияния, а также спонтанный распад ядер с вылетом тяжелых кластеров. Проведены методические расчеты для коэффициента усиления вероятности туннелирования из-за сильной связи с неупругими каналами.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод Т.Ю.Думбрайс.

Shilov V.M.

P4-86-843

Coupled Channels in the Boundary Condition Model

It is shown that the ingoing-wave boundary condition multi-channel model is suitable for the description of near-and sub-barrier heavy-ion reactions. Calculations have been performed for elastic, inelastic, fusion channels, and spontaneous decay with a heavy cluster emission. Enhancement of the penetration due to the coupling with inelastic mode is discussed.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986