

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

A 724

P4-88-735

Н.В.Антоненко\*, Р.В.Джолос

ВЛИЯНИЕ ОБОЛОЧЕЧНЫХ ЭФФЕКТОВ  
НА ОБРАЗОВАНИЕ ЛЕГКИХ ЯДЕР  
В СТОЛКНОВЕНИЯХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

\* НИИЯФ при Томском политехническом  
институте им. С.М.Кирова

1988

## I. ВВЕДЕНИЕ

Одним из неожиданных экспериментальных результатов является обнаружение усиленного выхода легких ядер с замкнутыми оболочками или подоболочками ( ${}^4\text{He}$ ,  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{16}\text{O}$ ) в реакциях глубоконеупругих передач с ионами  ${}^{40}\text{Ar}$  и  ${}^{52}\text{Cr}^{1+}$ . В этих реакциях ядра  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{16}\text{O}$  значительно удалены по массе от налетающего иона. Их значительный выход качественно интерпретируется на основе механизма центробежной фрагментации /1/ (распад двойной ядерной системы на два фрагмента на пути к полному слиянию). Наблюдаемый, например, в реакции  ${}^{40}\text{Ar} + {}^{107,109}\text{Ag}$  спад сечений образования легких элементов по мере уменьшения  $Z$  (естественный с точки зрения диффузионной модели) сменяется подъемом, начиная с  $Z = 8$ . В сечениях четко проявляются максимумы, отвечающие четно-четным ядрам с замкнутыми оболочками или подоболочками. Этот эффект не нашел пока объяснения в рамках существующих моделей. Вполне вероятно, что он, с одной стороны, отражает существование оболочек в ядрах, а с другой — является следствием какого-то дополнительного механизма, обеспечивающего достаточно продолжительное существование двойной ядерной системы при больших значениях зарядовой (массовой) асимметрии. Поэтому объяснение этого явления нужно искать, основываясь на модели реакций многонуклонных передач, учитывающей оболочечные эффекты.

Эффекты оболочек либо вообще отсутствуют в существующих моделях реакций с тяжелыми ионами, либо входят в них только через энергии связи ядер. В модели В. Нюрнберга /2/, например, матричный элемент перехода нуклона из ядра в ядро определяется с помощью процедуры усреднения по всем оболочечным конфигурациям, и потому не содержит оболочечных эффектов. Лишь в потенциальную энергию двойной ядерной системы могут быть включены экспериментальные энергии связи ядер, которые, конечно, включают эффекты оболочек. В явном виде оболочечные эффекты входят в расчеты матричных элементов перехода в подходе, развитом в /3/.

В следующем разделе мы проведем сравнительный анализ различных подходов к расчету матричных элементов перехода, а затем исследуем влияние оболочечных эффектов на выход легких ядер.

## 2. МИКРОСКОПИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ РЕАКЦИЙ МНОГОНУКЛОННЫХ ПЕРЕДАЧ

Исследуем механизм реакций многонуклонных передач, рассматривая двойную ядерную систему после диссипации кинетической энергии и предполагая, что тепловое равновесие установилось. Последующую эволюцию системы будем описывать с помощью гамильтониана

$$H = H_0 + V, \quad (1)$$

$$H_0 = \sum_P E_P a_P^+ a_P + \sum_T E_T a_T^+ a_T,$$

$$V = \sum_{P,T} (g_{PT} a_T^+ a_P + \text{h.c.}),$$

где  $E_P$ ,  $E_T$  — одночастичные энергии и в налетающем ионе, и в ядре-мишени соответственно,  $H_0$  описывает внутреннее состояние фрагментов,  $V$  вызывает переходы нуклонов между ядрами. Взаимодействие  $V$  можно переписать в виде

$$V = \sum_{k \neq k' = 1, 2} V_{kk'}, \quad V_{12} = \sum_{P,T} g_{PT} a_T^+ a_P.$$

При рассматриваемых энергиях столкновения использование одночастичного приближения для описания реакций вполне оправдано.

Такой подход подразумевает то, что на стадии эволюции системы ядра сохраняют свою индивидуальность, т.к. их перекрытие относительно мало.

Двойную ядерную систему характеризует ее полная энергия  $E$  и зарядовая асимметрия  $Z$ . Введем также в рассмотрение набор дополнительных квантовых чисел  $n$ , различающих состояния двойной ядерной системы при фиксированных значениях  $E$  и  $Z$ .

Обозначим через  $P_Z(n, t)$  вероятность найти систему в момент времени  $t$  в состоянии с зарядовой асимметрией  $Z$  и дополнительными квантовыми числами  $n$ . Энергия системы  $E$  задана. Мы будем предполагать, что кинетический подход применим к описанию реакций многонуклонных передач /2,4/ и величины  $P_Z(n, t)$  могут быть найдены с помощью уравнения

$$\frac{d P_Z(n, t)}{d t} = \sum_{Z', n'} \lambda(Z, n | Z', n') [P_{Z'}(n', t) - P_Z(n, t)], \quad (2)$$

где  $\lambda(Z, n | Z', n')$  — микроскопическая вероятность перехода ( $\lambda(Z, n | Z', n') = \lambda(Z', n' | Z, n)$ ).

Последующее рассмотрение может вестись двумя путями. Первый связан с введением вероятности перехода  $\lambda(z|z')$ , усредненной по множеству переходов между состояниями  $n$  и  $n'$  макроскопических ячеек<sup>/2/</sup>, характеризующихся значениями зарядовой асимметрии  $z$  и  $z'$  и полной энергии, которая предполагается заключенной в интервале  $E, E + \Delta E$ :

$$\lambda(z|z') = N_z^{-1}(E, E + \Delta E) N_{z'}^{-1}(E, E + \Delta E) \times \sum_{n \in z; E, E + \Delta E} \sum_{n' \in z'; E + \Delta E} \lambda(z, n|z', n'), \quad (3)$$

где  $N_z(E, E + \Delta E) \equiv \rho_z(E) \Delta E$  - число состояний в макроскопической ячейке, а  $\rho_z(E)$  - плотность состояний. Это ведет к результатам, сформулированным в<sup>/2,5/</sup>.

Второй путь связан с непосредственным рассмотрением уравнения (2) без введения усредненных вероятностей перехода (3). Это возможно благодаря относительно простому виду гамильтониана (I). Такое рассмотрение ведет к результату, полученному в<sup>/3/</sup>. Здесь мы придем к нему, используя другой подход. Полученные выражения послужат нам основой для дальнейшего анализа.

Микроскопические вероятности перехода следующим образом выражаются через гамильтониан (I):

$$\lambda(z, n|z', n') = \frac{1}{\Delta t} \left| \langle z, n | \exp\left(-\frac{i}{\hbar} \int_z^{z+\Delta t} H(\tau) d\tau\right) | z', n' \rangle \right|^2, \quad (4)$$

где  $|z, n\rangle$  - вектор состояния системы. Характерное время  $\Delta t$  должно превышать время релаксации среднего поля ядра ( $\sim 10^{-22}$  с), но быть меньше величины  $2\hbar/\Delta E$ , где  $\Delta E$  - разброс по энергии состояний, принадлежащих одной макроскопической ячейке. В предположении, что  $V$  мало по сравнению с  $H_0$ , получаем

$$\lambda(z, n|z', n') = \frac{1}{\Delta t} \left| \langle z, n | V | z', n' \rangle \right|^2 \frac{\sin^2 \frac{\Delta t}{2\hbar} (E_n^z - E_{n'}^{z'})}{\left(\frac{E_n^z - E_{n'}^{z'}}{2}\right)^2} \equiv \frac{2\hbar}{\hbar} \left| \langle z, n | V | z', n' \rangle \right|^2 \bar{\delta} \left(\frac{2\hbar}{\Delta t}\right) (E_n^z - E_{n'}^{z'}), \quad (5)$$

где  $E_n^z$  определяется уравнением

$$H_0 |z, n\rangle = E_n^z |z, n\rangle.$$

Функция  $\bar{\delta} \left(\frac{2\hbar}{\Delta t}\right) (E_n^z - E_{n'}^{z'})$  является макроскопической  $\delta$ -функцией. Она практически равна нулю, если  $n$  и  $n'$  принадлежат разным макроскопическим ячейкам, и является конечной величиной, если  $n$  и  $n'$  принадлежат одной ячейке.

Перейдем к вычислению  $\lambda(z|z')$ . Подставим (5) в (3):

$$\begin{aligned} \lambda(z|z') &= \frac{2\hbar}{\hbar} N_z^{-1} N_{z'}^{-1} \sum_n \sum_{n'} \sum_{R \neq R'} \langle z, n | V_{RR'} | z', n' \rangle \langle z', n' | V_{RR'}^+ | z, n \rangle \times \\ &\times \bar{\delta} (E_n^z - E_{n'}^{z'}) = \\ &= \frac{2\hbar}{\hbar} N_z^{-1} N_{z'}^{-1} \sum_{R \neq R'} \sum_n \sum_{n'} \langle z, n | V_{RR'} \bar{\delta} (H_0 - E_n^z) | z', n' \rangle \times \\ &\times \langle z', n' | V_{RR'}^+ | z, n \rangle = \\ &= \frac{2\hbar}{\hbar} N_z^{-1} N_{z'}^{-1} \sum_{R \neq R'} \sum_n \sum_{z'', \lambda} \langle z, n | V_{RR'} \bar{\delta} (H_0 - E_n^z) | z'', \lambda \rangle \times \\ &\times \langle z'', \lambda | V_{RR'}^+ | z, n \rangle. \end{aligned} \quad (6)$$

В последнем выражении индекс  $\lambda$  пробегает по всем макроскопическим ячейкам. Переход от суммирования по  $n'$  к суммированию по  $z''$ ,  $\lambda$  стал возможен, во-первых, потому, что при фиксированном значении индексов  $R, R'$  вклад в сумму по  $z''$  дает только одно слагаемое с  $z'' = z'$ , а во-вторых, благодаря присутствию  $\bar{\delta} (H_0 - E_n^z)$ - функции суммирование по  $n'$  можно распространить на все макроячейки.

Используя условие полноты

$$\sum_{z'', \lambda} |z'', \lambda\rangle \langle z'', \lambda| = 1,$$

получаем

$$\lambda(z|z') = \frac{2\hbar}{\hbar} N_z^{-1} N_{z'}^{-1} \sum_{R \neq R'} \sum_n \langle z, n | V_{RR'} \bar{\delta} (H_0 - E_n^z) V_{RR'}^+ | z, n \rangle. \quad (7)$$

С помощью техники, развитой в<sup>/6/</sup> для выражения, стоящего в правой части (7), в<sup>/2/</sup> был получен следующий результат:

$$\sum_n \langle z, n | V_{RR'} \bar{\delta} (H_0 - E_n^z) V_{RR'}^+ | z, n \rangle \equiv \mu_z \rho_z(E) \langle V_{RR'} V_{RR'}^+ \rangle. \quad (8)$$

Величина  $\mu_z$  - порядка единицы. Усреднение в  $\langle V_{RR'} V_{RR'}^+ \rangle$  включает все оболочечные конфигурации с заданной зарядовой асимметрией  $z$ .

Аналогичным образом в качестве промежуточного состояния в (6) можно использовать  $|z, n\rangle$ . Тогда после симметризации выражение (7) приобретает вид

$$\lambda(z|z') = \frac{2\hbar}{\hbar} \frac{1}{(\Delta E)^2} \frac{1}{\sqrt{\rho_z(E) \rho_{z'}(E)}} \sum_{R \neq R'} \langle V_{RR'} V_{RR'}^+ \rangle. \quad (9)$$

Усредненный матричный элемент  $\langle V_{RR'} V_{RR'}^+ \rangle$  не несет никаких следов оболочечной структуры. Оболочечные эффекты могут войти в (9) только через экспериментальные энергии связи ядер, от которых зависит плотность состояний системы  $\rho_z$ .

Вернемся к уравнению (2) и равенству (5). В качестве конфигураций  $n$  и  $n'$  можно взять состояния с фиксированным числом частиц и дырок. Из одночастичного характера взаимодействия  $V$  следует, что  $\lambda(z, n | z', n')$  отлично от нуля, только если состояния  $n$  и  $n'$  различаются на одну частично-дырочную пару. Разность энергий конфигураций в этом случае сводится к разности одночастичных энергий. Из (5) следует, что  $z' = z \pm 1$ . Подставляя выражение для  $V$  в (5), получаем

$$\lambda(z, n | z+1, n') = \frac{2\hbar}{h} \sum_{p,T} |g_{pT}|^2 n_p^{z+1, n'} (1 - n_T^{z+1, n'}) \times n_T^{z, n} (1 - n_p^{z, n}) \delta(E_p^z - E_T^z), \quad (10)$$

$$\lambda(z, n | z-1, n') = \frac{2\hbar}{h} \sum_{p,T} |g_{pT}|^2 n_T^{z-1, n'} (1 - n_p^{z-1, n'}) \times n_p^{z, n} (1 - n_T^{z, n}) \delta(E_p^z - E_T^z).$$

В (10)  $n_p, n_T$  равны нулю или единице. Из одночастичного характера взаимодействия следует, что при фиксированном  $n'$

$$\sum_n n_{p,T}^{z, n} (1 - n_{p,T}^{z, n}) = 1. \quad (11)$$

Представим  $\rho_z(n', t)$  в виде

$$\rho_z(n', t) \equiv \rho_z(t) \Phi_z(n'),$$

где  $\sum_n \Phi_z(n') = 1$ . Величина  $\Phi_z(n')$  — это вероятность найти систему при заданном значении зарядовой асимметрии  $z$  в состоянии  $n'$ .

Рассмотрим сумму

$$\sum_{n'} n_{p,T}^{z, n'} (1 - n_{p,T}^{z, n'}) \Phi_z(n'). \quad (12)$$

В этом выражении произведение  $n_{p,T}^{z, n'} (1 - n_{p,T}^{z, n'})$  усредняется по всем оболочечным конфигурациям, принадлежащим одной и той же макроскопической ячейке с заданной энергией возбуждения. Мы предположим, что сумма (12) может быть выражена с помощью температурных (фермиевских) чисел заполнения

$$\sum_{n'} n_{p,T}^{z, n'} (1 - n_{p,T}^{z, n'}) \Phi_z(n') = n_{p,T}^z(T) (1 - n_{p,T}^z(T)), \quad (12a)$$

где температура  $T$  связана с энергией возбуждения, характеризующей макроячейку. Подставляя соотношения (10, 11, 12) в (2), получаем

$$\dot{\rho}_z = \Delta_{z+1}^{(-)} \rho_{z+1} + \Delta_{z-1}^{(+)} \rho_{z-1} - (\Delta_z^{(-)} + \Delta_z^{(+)}) \rho_z, \quad (13)$$

где

$$\Delta_z^{(-)} = \frac{1}{\Delta t} \sum_{p,T} |g_{pT}|^2 n_p^z(T) (1 - n_T^z(T)) \frac{\sin^2(\frac{\Delta t}{2\hbar} (E_p^z - E_T^z))}{(\frac{E_p^z - E_T^z}{2})^2}, \quad (13a)$$

$$\Delta_z^{(+)} = \frac{1}{\Delta t} \sum_{p,T} |g_{pT}|^2 n_T^z(T) (1 - n_p^z(T)) \frac{\sin^2(\frac{\Delta t}{2\hbar} (E_p^z - E_T^z))}{(\frac{E_p^z - E_T^z}{2})^2}. \quad (13b)$$

Одночастичный спектр, кратности вырождения уровней непосредственно входят в расчеты вероятностей перехода  $\Delta_z^{(\pm)}$ . Таким образом, величины  $\Delta_z^{(\pm)}$  отражают влияние оболочечных эффектов на эволюцию системы. В отличие от (9) в (13a, б) не входят явно полные плотности состояний системы при заданной зарядовой асимметрии и полной энергии. Они появились в (9) в результате конфигурационного усреднения матричного элемента перехода. Конечно, плотности одночастичных состояний фактически включаются в расчеты по формулам (13a, б) через особенности оболочечной структуры.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА

В этой работе мы произвели упрощенный расчет в рамках модели с вырожденными оболочками. В такой модели оболочечные эффекты должны проявиться наиболее отчетливо. Пусть  $\hbar\omega_{op}, \hbar\omega_{ot}$  — расстояния между оболочками во фрагментах;  $\Omega_{N_p}, \Omega_{N_t}$  — кратность вырождения оболочек. Так как расстояния между оболочками значительно превышают температуру в рассматриваемых реакциях, то температурной зависимостью чисел заполнения можно пренебречь, а величины  $n_p, n_t$  будут характеризовать степень заполнения оболочки. Обозначим через  $N_p$  и  $N_t$  номера оболочек во фрагментах. Одночастичные энергии оболочек имеют следующий вид:

$$E_{N_p}^z = -\lambda_{F_p}^z + \hbar\omega_{op} (N_p - N_p^z),$$

$$E_{N_T}^z = -\lambda_{F_T}^z + \hbar \omega_{oT} (N_T - N_T^z),$$

где  $\lambda_{F_p}^z, \lambda_{F_T}^z$  - химические потенциалы;  $N_p^z, N_T^z$  - номера последней (полностью или частично) заполненной оболочки во фрагменте при заданном  $Z$ . Матричные элементы  $g_{pT}$  параметризуем, как и в [7]:

$$g_{pT} = g_0 \exp\left\{-\frac{|E_{N_p}^z - E_{N_T}^z|}{\hbar(\omega_{op} + \omega_{oT})}\right\}.$$

Величину  $g_0$  возьмем из работы [3].

При сделанных предположениях

$$\Delta_z^{(-)} = \frac{1}{\Delta t} g_0^2 \sum_{N_p, N_T} \Omega_{N_p} \Omega_{N_T} n_{N_p}^z (1 - n_{N_T}^z) \times \exp\left\{-2 \frac{|E_{N_p}^z - E_{N_T}^z|}{\hbar(\omega_{op} + \omega_{oT})}\right\} \frac{\sin^2\left(\frac{\Delta t}{2\hbar} (E_{N_p}^z - E_{N_T}^z)\right)}{\left(\frac{E_{N_p}^z - E_{N_T}^z}{2}\right)^2}. \quad (I4)$$

Выражение для  $\Delta_z^{(+)}$  получается из (I4) заменой  $n_{N_p}^z \leftrightarrow n_{N_T}^z$ .

В качестве примера рассмотрим реакцию  $^{52}\text{Cr} + ^{181}\text{Ta}$  (380 МэВ). Значения  $\lambda_{F_p}^z$  возьмем из [8]. Если энергия оболочки оказывается положительной, но известно, что при учете расщепления оболочки часть уровней будет иметь отрицательные энергии, то это число уровней учтем в расчетах. Это вполне оправдано, т.к. в чисто осцилляторной модели у ядер может получиться нереалистически малое число свободных одночастичных уровней. Массовые числа фрагментов фиксировались из условия бета-стабильности легкого фрагмента. Значение  $\Delta t$  было взято равным  $10^{-22}$  с. Такого же порядка значение  $\Delta t$  бралось и в работе [9], где предполагалось, что оно должно быть значительно меньше характерного времени изменения макроскопических величин.

Результаты расчета  $\Delta_z^{(\pm)}$  приведены на рис. 1. Осциллирующий характер зависимостей  $\Delta_z^{(\pm)}$  от  $Z$  отражает влияние оболочечной структуры. При  $Z = 2, 8, 20, 28$  и  $15$  (сопряженный тяжелый фрагмент имеет  $Z = 82$ )  $\Delta_z^{(-)}$  и  $\Delta_z^{(+)}$  одновременно имеют минимумы, так как магические ядра с меньшей вероятностью отдадут и принимают нуклоны.

Поведение  $P_z(t)$  зависит от начального значения зарядовой асимметрии  $Z_0$  (в нашем случае  $Z_0 = 24$ ) и соотношения между коэффициентами  $\Delta_z^{(-)}$  и  $\Delta_z^{(+)}$ . Как видно из рис. 1, практически во всей области  $Z < 24$   $\Delta_z^{(+)} > \Delta_z^{(-)}$ , что уменьшает вероятность образования в ходе эволюции сильно асимметричных по заряду конфигураций.

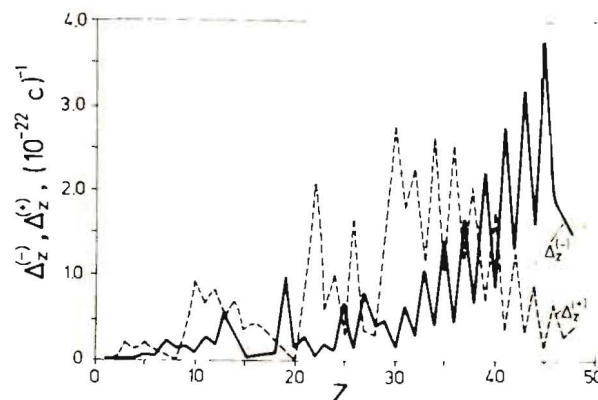


Рис. 1. Вероятности перехода  $\Delta_z^{(\pm)}$ , рассчитанные по формуле (I4) (сплошная кривая -  $\Delta_z^{(-)}$ , штриховая -  $\Delta_z^{(+)}$ ) для реакции  $^{52}\text{Cr} + ^{181}\text{Ta}$  (380 МэВ),  $J = 70 \hbar$ .

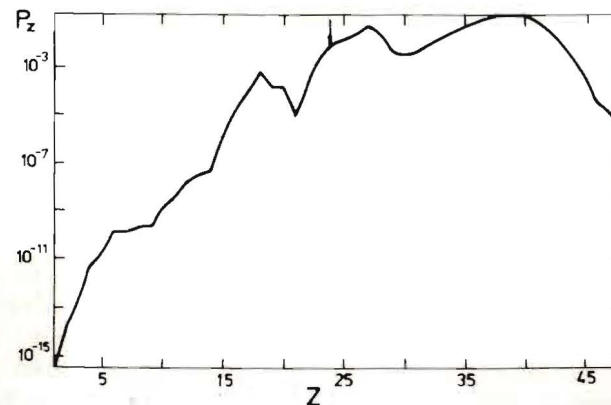


Рис. 2. Результат расчета  $P_z$  для реакции  $^{52}\text{Cr} + ^{181}\text{Ta}$  (380 МэВ),  $J = 70 \hbar$ , при  $\Delta t = 5 \cdot 10^{-24}$  с с использованием  $\Delta_z^{(\pm)}$ , изображенных на рис. 1. Стрелка указывает начальную зарядовую асимметрию  $Z_0 = 24$ .

На рис. 2 представлены результаты расчета  $P_z$  ( $t = 5 \cdot 10^{-21}$  с). Видно, что  $P_z$  резко убывает в направлении уменьшения  $Z$ . С увеличением времени эволюции относительный выход легких продуктов растет. При  $t = 10^{-20}$  с он на два порядка больше, чем при  $t = 5 \cdot 10^{-21}$  с. На рис. 3 приведены результаты расчета  $P_z$  при  $t = 5 \cdot 10^{-20}$  с,  $10^{-19}$  с и  $10^{-18}$  с. Несмотря на рост относительного выхода легких ядер с увеличением  $t$  наиболее вероятным по-прежнему остается направление эволюции системы к конфигурациям с меньшей асимметрией. Возможно, при малых  $Z$  существенными становятся передачи кластеров, что, безусловно, увеличит выход легких ядер.

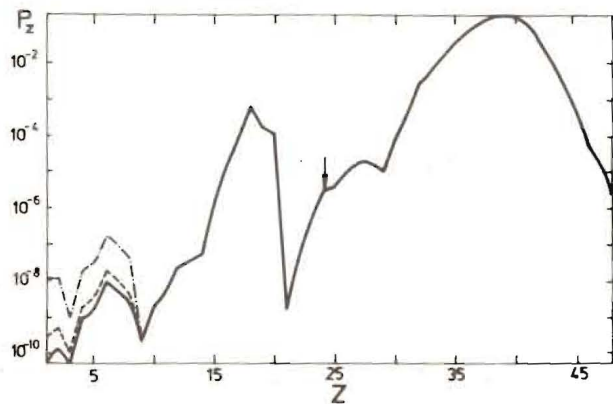


Рис. 3. То же, что на рис. 2 (сплошная кривая -  $t = 5 \cdot 10^{-20}$  с, штриховая -  $t = 10^{-19}$  с, штрихпунктирная -  $t = 10^{-18}$  с).

Теоретическое значение вероятности образования легких ядер возрастает, если расчеты делаются в предположении, что в начальный момент столкновения до установления теплового равновесия часть нуклонов переходит из легкого ядра в тяжелое благодаря равномерному в начальный момент распределению энергии возбуждения между ядрами. Эта гипотеза успешно использовалась в [10] для объяснения аномально большого сечения слияния в реакциях с большой массовой асимметрией во входном канале. На рис. 4 приведены результаты расчета  $P_z(t)$  при  $Z_0 = 22$  и  $t = 10^{-20}$  с и  $5 \cdot 10^{-20}$  с. В области  $Z = 5-10$  выход легких ядер возрос по сравнению с результатами, приведенными на рис. 3, приблизительно на порядок.

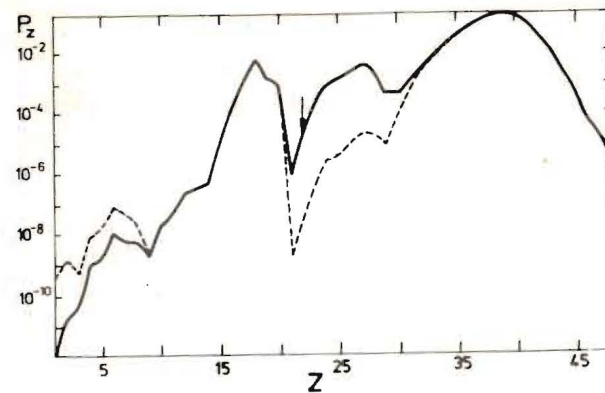


Рис. 4. То же, что на рис. 2, но для  $Z_0 = 22$  (сплошная кривая -  $t = 10^{-20}$  с, штриховая -  $t = 5 \cdot 10^{-20}$  с).

До сих пор мы не учитывали того обстоятельства, что ядра, образующие двойную ядерную систему, имеют некоторое количество общих одностичных уровней благодаря уменьшению барьера между двумя одностичными потенциалами при сближении ядер. Конечно, волновые функции наиболее глубоких одностичных состояний по-прежнему концентрируются в одном из двух ядер. Таким образом, можно выделять нуклоны, локализованные в каком-то одном из фрагментов, и нуклоны, являющиеся общими для обоих ядер. Так как обобществленные нуклоны с большей вероятностью находятся в тяжелом ядре (объем которого больше), то выход ядер более легких, чем налетающий ион, увеличивается благодаря этому эффекту. В расчетах предполагалось, что обобществляется приблизительно 5% от общего числа протонов  $1/A$ . Для того чтобы учесть эффект обобществления уровней при расчете  $\Delta_z^{(\pm)}$  вероятности незаполненности уровней в  $i$ -м фрагменте умножились на фактор  $A_i / (A_1 + A_2)$ . В результате заметно уменьшалось число незаполненных состояний в легком фрагменте, что уменьшало вероятность перехода нуклона из тяжелого ядра в легкое.

Результаты такого расчета  $\Delta_z^{(\pm)}$  приведены на рис. 5. Как и следовало ожидать, теперь при  $Z < 24$  в основном  $\Delta_z^{(-)} > \Delta_z^{(+)}$ . При больших  $Z$  соотношение между  $\Delta_z^{(-)}$  и  $\Delta_z^{(+)}$  осталось прежним. Таким образом, учет общности высоколежащих уровней ведет к увеличению выхода легких ядер. Это подтверждает результаты, приведенные на рис. 6. Видно, что  $P_z$  стала более чувствительна к изменению  $t$  при малых  $Z$ . Таким образом, влияние общности высоколежащих уровней на выход легких ядер оказалось заметным.

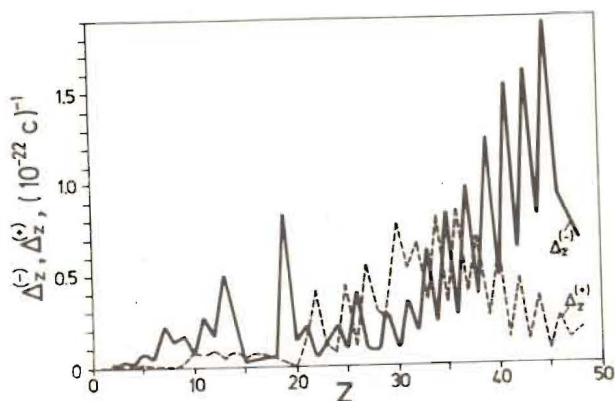


Рис. 5. Вероятности перехода  $\Delta_z^{(\pm)}$ , рассчитанные с учетом общности высоколежащих одночастичных уровней (сплошная кривая -  $\Delta_z^{(+)}$ , штриховая -  $\Delta_z^{(-)}$ ) для реакции  $^{52}\text{Cr} + ^{181}\text{Ta}$  (380 МэВ),  $J=70\hbar$ .

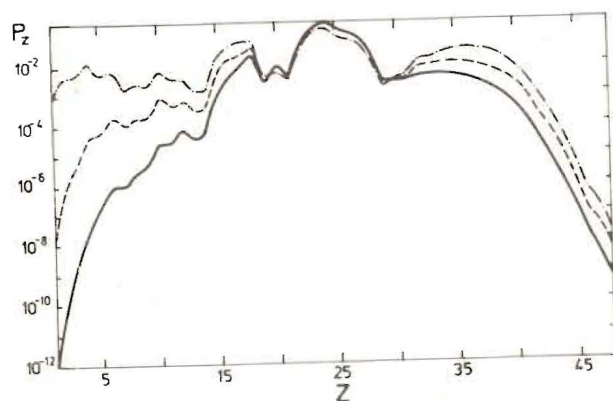


Рис. 6. Результаты расчета  $P_z$  для реакции  $^{52}\text{Cr} + ^{181}\text{Ta}$  (380 МэВ),  $J=70\hbar$  с использованием  $\Delta_z^{(\pm)}$ , изображенных на рис. 5.  $\Delta_z^{(+)}$  (сплошная кривая -  $t = 5 \cdot 10^{-24}$  с, штриховая -  $t = 10^{-20}$  с, штрихпунктирная -  $t = 3 \cdot 10^{-20}$  с). Стрелка указывает начальную зарядовую асимметрию  $Z_0 = 24$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы проанализировали различные подходы к расчету вероятностей перехода нуклонов между ядрами и показали, как рассчитывать коэффициенты транспортного уравнения, описывающего процесс многонуклонных передач, учитывая при этом эффекты ядерных оболочек. На основе полученных результатов были вычислены вероятности образования конфигураций двойной ядерной системы с большими значениями зарядовой асимметрии для различных значений времени эволюции. Наиболее сильное влияние на вероятности образования конфигураций с большой зарядовой асимметрией, приводящее к заметному увеличению выхода легких ядер, оказал учет общности высоколежащих уровней для фрагментов двойной ядерной системы. Необходимо подчеркнуть, что этот эффект невозможно учесть в рамках подхода, использующего при выводе усреднение матричного элемента перехода по многим оболочечным конфигурациям. В таком подходе эффекты структуры ядер входят только в плотности состояний через зависимость последних от потенциальной энергии двойной ядерной системы.

Общность части одночастичных уровней для фрагментов означает, что в процессе взаимодействия ядер осуществляется переход к двухцентровому одночастичному потенциалу. Ввиду важности этого эффекта его необходимо исследовать более детально.

Несколько слов о времени жизни двойной ядерной системы при больших значениях зарядовой асимметрии. При увеличении зарядовой асимметрии в ходе эволюции системы кулоновское отталкивание становится слабее. В результате ядерные силы притяжения имеют больше шансов удержать два фрагмента в контакте, т.е. увеличивают время жизни двойной ядерной системы. Этот фактор может оказаться существенным при расчете  $P_z$  при малых  $Z$ . Для получения более точных значений  $P_z$ , на наш взгляд, необходимо учитывать вклад других каналов передачи нуклонов, влияние поля одного фрагмента на величину одночастичных энергий другого, а также возможное изменение  $Z_0$  к моменту установления теплового равновесия в двойной системе.

Авторы выражают благодарность В.В.Волкову за полезные дискуссии.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Volkov V.V. - In: Proc. Intern. Conf. on Clustering Aspects of Nuclear Structure and Nuclear Reactions, Winnipeg, 1978, p. 352.
- Волков В.В. - Изв. АН СССР, сер. физ., 1986, т. 50, с. 1879.
- Волков В.В., Ершов С.Н., Иванова С.П. - ЯФ, 1986, т. 43, с. 874.
- Mezentsev A.N. et al. - In: 5th Intern. Conf. on Clustering Aspects in Nuclear and Subnuclear Systems, Kyoto, Japan, 1980, p. 216.

2. Ayik S., Schürmann B., Nörenberg W. - Zs. Phys., 1976, v. A277, p. 299.
3. Джолос Р.В., Насиров А.К. - ЯФ, 1986, т. 44, с. 357.
4. Weidenmuller H.A. -In: Progress in Nuclear and Particle Physics, 1980, v. 3, p. 49.
5. Moretto L.G., Sventek J.S. - Phys. Lett., 1975, v. 58B, p. 26.
6. Ginocchio J.N. - Phys. Rev., 1973, v. C8, p. 135.
7. Jolos R.V., Schmidt R., Teichert J. - Nucl. Phys., 1984, v. A429, p. 139.
8. Wapstra A.M., Audi G. - Nucl. Phys., 1985, v. A432, p. 1.
9. Randrup J. - Ann.of Phys., 1986, v. 171, p. 28.
10. Schmidt R. - In: Inst. Workshop 14th Gross Properties Nuclei and Nucl. Excitat., Hirschegg, 1986, p. 259.

Рукопись поступила в издательский отдел  
10 октября 1988 года.

Антоненко Н.В., Джолос Р.В.

P4-88-735

Влияние оболочечных эффектов на образование легких ядер  
в столкновениях тяжелых ионов

Проанализированы различные подходы к расчету коэффициентов транспортно-го уравнения, описывающего процесс многонуклонных передач. Показано, что, не прибегая к усреднению матричных элементов по многим оболочечным конфигурациям, можно получить выражения для вероятностей переходов, содержащие эффекты оболочечной структуры ядер. На этой основе в рамках модели с вырожденными оболочками исследуется выход легких ядер в реакциях с тяжелыми ионами. Расчеты, выполненные в предположении, что волновые функции высоколежащих одночастичных состояний системы не сосредоточены в одном ядре, а распределены по обоим ядрам пропорционально их объемам, привели к заметному увеличению выхода легких элементов по сравнению с расчетами, в которых одночастичные состояния считаются принадлежащими только одному из ядер, формирующих двойную систему.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1988

Перевод О.С.Виноградовой

Antonenko N.V., Jolos R.V.

P4-88-735

Influence of the Shell Effects on the Production of the Light  
Nucleus in Heavy-Ion Collisions

Various approaches to calculate the coefficients of the transport equation describing the process of the multinucleon transfer have been analysed. It is shown that the expressions for the transition probabilities containing the effects of the nuclear shell structure can be obtained if we do not use averaging of the matrix elements over many shell configurations. On this basis in the framework of the model with the degenerated shells the production of the light nuclei in the heavy-ion reactions is investigated. The calculations performed under the assumption that the wave functions of the high-lying single-particle states of the system do not concentrated in one nucleus but distributed among both nuclei proportionally to their volumes gives much higher production probabilities for light nuclei than the results obtained under the assumption that the single-particle states belong only to one of the interacting fragments.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1988