

# СЛИЯНИЕ И ДЕЛЕНИЕ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР В КОНЦЕПЦИИ ДВОЙНОЙ ЯДЕРНОЙ СИСТЕМЫ

*К.В. Павлий\*, В.А. Бомко, Б.В. Зайцев, А.Ф. Кобец, Я.Н. Феденева*  
*Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»,*  
*Харьков, Украина*

\*E-mail: kvint@kipt.kharkov.ua

Приведены основные положения единой динамической модели и методов расчета эволюции двойной ядерной системы для описания слияния и деления тяжелых ядер. Проведен анализ прямых реакций слияния-квазиделения ядер и определены минимальные кинетические энергии пучка тяжелых ионов. Рассмотрена динамика двойной ядерной системы по координате  $R$  и определены начальные условия образования ДЯС для реакций  $U^{235+n}$ ,  $Pu^{239+n}$ ,  $U^{238+n}$  и  $Pu^{241+n}$ .

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В 70-х годах возникла идея «холодного» синтеза сверхтяжелых элементов (СТЭ). Этими работами, в основном, занимаются три лаборатории: Беркли (США), GSI в Дармштадте (Германия) и ОИЯИ в Дубне (Россия). В 1963 году в Харьковском физико-техническом институте на линейном ускорителе тяжелых ионов (ЛУМЗИ) были получены экспериментальные результаты по «неполному» слиянию ядер [1], в дальнейшем это направление получило свое развитие в работах [2]. В настоящее время на ускорителях получено не мало СТЭ [3] вблизи острова стабильности, однако, пока не найдено прямых реакций для получения стабильных СТЭ.

Изучению динамики ядерных реакций в концепции двойной ядерной системы (ДЯС) [4] посвящено ряд работ [5]. Концепция ДЯС успешно применяется для описания процессов слияния-квазиделения тяжелых ядер. Она базируется на информации о взаимодействии ядер в глубоконеупругих столкновениях и эволюция образованной ДЯС протекает как по координате  $R$  (расстояние между центрами фрагментов), так и по координатам  $A$  (массовое число), за счет передачи нуклонов от фрагмента к фрагменту. В настоящей работе рассматривается единый подход и основные принципы описания деления и слияния-квазиделения тяжелых ядер.

## 2. ЭВОЛЮЦИЯ ДЯС ПРИ СЛИЯНИИ И ДЕЛЕНИИ ЯДЕР

ДЯС – это система, которая изменяется за счет передачи нуклонов от ядра к ядру. Применительно к слиянию ядер, концепцию ДЯС трактуют следующим образом [6] (Рис.1):

1. При столкновении ядер, на стадии захвата в точке  $\underline{B}$ , формируется ДЯС.
2. В процессе «движения» ДЯС по координате  $R$ , происходит передача нуклонов от ядра к ядру.
3. Процесс полного слияния ядер реализуется в результате эволюции ДЯС в направлении увеличения зарядовой и массовой асимметрии.
4. В силу конкуренции между каналами слияния и квазиделения сечение полного слияния ядер мало,

это определяется внутренним барьером слияния, энергией возбуждения и другими процессами, происходящими в ДЯС.

Однако, при проведении расчетов, как правило, замораживают структуру ядер, и расчет производится в минимуме потенциальной энергии ДЯС.

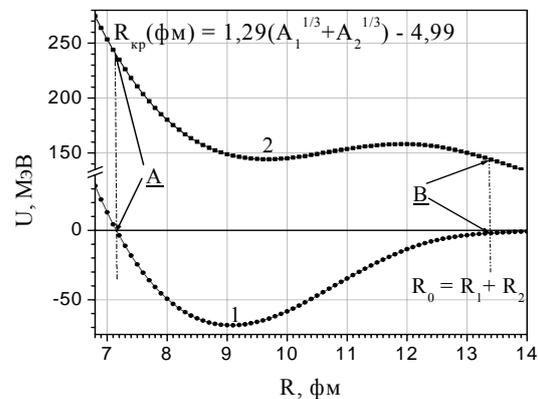


Рис.1. Зависимость ядерного (1) и ядро-ядерного (2) потенциалов от расстояния  $R$ (фм) между центрами фрагментов ДЯС

Для деления возбужденных ядер, концепцию ДЯС можно трактовать следующим образом:

1. После возбуждения тяжелого ядра (например нейтроном), в точке  $\underline{A}$  (Рис.1) образуется ДЯС, состоящая из двух фрагментов. (То же, что и при столкновении ядер в точке  $\underline{B}$  – точка касания двух ядер).
2. Под действием ядро-ядерного потенциала происходит изменение расстояния между фрагментами ДЯС (в сторону точки  $\underline{B}$ ). В процессе эволюции ДЯС по координате  $R$ , от точки образования –  $\underline{A}$ , происходит частичная диссипация кинетической энергии, до точки разрыва –  $\underline{B}$ , что приводит к увеличению энергии возбуждения системы.
3. В процессе эволюции ДЯС по координате  $R$  происходит обмен нуклонами между фрагментами ДЯС, в направлении понижения потенциальной энергии системы. Этот процесс происходит в течение времени существования ДЯС, и на протяжении всего этого времени формируется

массовое и энергетическое распределение осколков деления.

Следовательно, процессы слияния-квазиделения и деления ядер можно описать, используя единый динамический подход концепции ДЯС. Эти процессы определяются потенциальной энергией [6]:

$$U_{CN} = V_{CN} + B_1 + B_2 - B_{CN},$$

где  $V_{CN}$  – ядро-ядерный потенциал,  $B_1, B_2, B_{CN}$  – энергии связи 1-го, 2-го ядер и составного ядра, соответственно. Ядро-ядерный потенциал ( $V_{CN}$ ) включает в себя кулоновский, центробежный и ядерный [6] ( $V_{CN} = V_C + V_{rot} + V_N$ ). Кулоновский потенциал для сферических фрагментов ДЯС при частичном перекрытии объемов, вычисляем по формуле, приведенной в работе [7]:

$$V_C = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2(R_1 + R_2)} \left[ 3 - \left( \frac{R}{R_1 + R_2} \right)^2 \right],$$

где  $Z_1$  и  $Z_2$  – количество протонов во фрагментах ДЯС,  $R_1$  и  $R_2$  – радиусы фрагментов,  $R$  – расстояние между центрами фрагментов. Для вычисления центробежного потенциала используют соотношение [4]:  $V_{rot} = \hbar^2 l(l+1)/(2\mu R^2)$ , где  $l$  – орбитальный угловой момент,  $\mu$  – приведенная масса ядерной системы. При расчете ядерного потенциала в основном пользуются феноменологическим оптическим потенциалом Саксона-Вудса, потенциалом двойной свертки и потенциалом короткодействующих сил (“proximity”). Из анализа вышеперечисленных потенциалов [8], нами был выбран “proximity” потенциал, который можно использовать при описании процессов слияния-квазиделения и деления тяжелых ядер. Proximity потенциал вычисляется:

$$V_N^{prox} = 4\pi\gamma\bar{R}b\Phi(\xi),$$

где  $\gamma = 0,9517[1 - 1,17826((N-Z)/A)^2](\text{MeV} \cdot \text{fm})$ ,  $b=1$ ,  $\bar{R} = C_1 C_2 / (C_1 + C_2)$ ,  $\xi = s/b = s$ ,  $s = R - (C_1 + C_2)$ ,

$$\Phi(\xi) = \begin{cases} -1,7817 + 0,9270 \cdot \xi + 0,14300 \cdot \xi^2 - 0,09000 \cdot \xi^3, & \xi < 0 \\ -1,7817 + 0,9270 \cdot \xi + 0,01696 \cdot \xi^2 - 0,005148 \cdot \xi^3, & 0 < \xi < 1,9475 \\ -4,41 \cdot \exp(-\xi/0,7176), & \xi > 1,9475 \end{cases}$$

$$C_i = R_i(1 - b^2/R_i^2 + \dots), R_i = 1,28A_i^{1/3} - 0,76 + 0,8A_i^{1/3}, i = 1, 2.$$

Следовательно, реакции деления и слияния-квазиделения тяжелых ядер определяются потенциальной энергией на участке существования ДЯС от точки  $A$  до точки  $B$  для деления ядер, и от точки  $B$  до слияния или квазиделения при столкновении ядер. В процессе этого происходит эволюция ДЯС по  $A$  и  $Z$  за счет передачи нуклонов из одного фрагмента в другой. Однако в этом вопросе необходимо более тщательно учитывать переход нуклонов из одного фрагмента ДЯС в другой на всем промежутке  $R$  с учетом индивидуальности нуклонов, то есть необходимо анализировать переход протонов, нейтронов,  $\alpha$ -частиц и учитывать эмиссию нуклонов при нулевой энергии возбуждения, и только после этого учитывать

энергию возбуждения. Статистический подход может давать не верный конечный результат.

### 3. РЕАКЦИИ СЛИЯНИЯ-КВАЗИДЕЛЕНИЯ

Для получения СТЭ используют реакции на пучках тяжелых ионов, например  $^{48}\text{Ca}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{244}\text{Pu}$ ,  $^{248}\text{Cm}$  и др. Из анализа динамики реакций следует, что при наличии потенциального «кармана», взаимодействующих двух ядер, можно ожидать слияние этих ядер через ДЯС. На Рис.2 приведена зависимость глубины потенциального «кармана» от заряда мишени для реакций –  $U_{92}^{238} + A_1$  (где  $A_1$  – мишень,  $U_{92}^{238}$  – пучок) при эмиссии нейтронов от 0 до 10. Такие же зависимости получены и для реакций с  $Cm_{96}^{248}$  и  $Pu_{94}^{244}$ . Из Рис.1 следует, что для возможного протекания реакций слияния, необходимо подобрать энергию снаряда такую, чтобы по компоненте  $R$  система была стабильной, то есть находилась в энергетическом равновесии. Тогда возможность протекания реакции определяется эволюцией ДЯС по координатам  $A$  и  $Z$ .

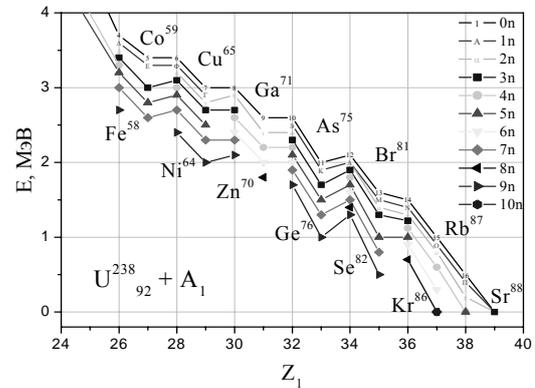


Рис.2. Зависимость глубины потенциального кармана от заряда мишени

Как показали проведенные расчеты, для этого минимальная кинетическая энергия пучка должна находиться в диапазоне 0,6...1,5 МэВ на нуклон, в зависимости от массы снаряда и мишени (Рис.3), а максимальная энергия на 15...30% больше минимальной.

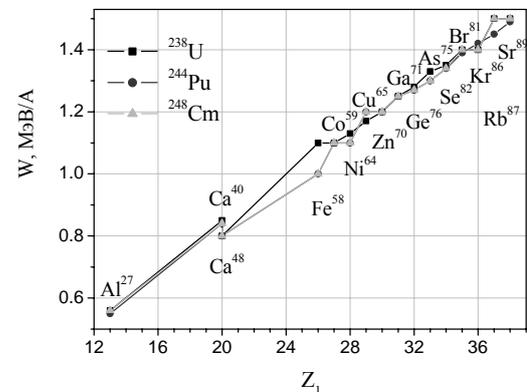


Рис. 3. Зависимость минимальной энергии пучка от количества протонов мишени

Так как эволюция ДЯС происходит не только по координате  $R$ , но и по координатам  $A$  и  $Z$ , то это обстоятельство является определяющим при

планировании и проведении экспериментальных работ. Для реализации процесса слияния можно использовать, и используют, нейтроноизбыточные и радиоактивные ядра. Например, при делении  $^{238}\text{U}$  обнаружили изотопы  $^{78}\text{Ni}$ , проведенные расчеты показали, что возможно протекание реакции  $^{238}\text{U} + ^{78}\text{Ni} \rightarrow ^{316-x}\text{I}20 + x\text{n} \rightarrow ^{312-x}\text{I}18 \rightarrow ^{308-x}\text{I}16 \rightarrow ^{304-x}\text{I}14$  с образованием стабильного элемента. На Рис.4 приведена зависимость ядро-ядерного потенциала от расстояния  $R(\text{фм})$  между центрами фрагментов ДЯС и массовым числом  $A$ . При этой реакции наблюдается потенциальный «карман», однако, образование нейтроноизбыточных ядер при делении и сечение реакции слияния чрезвычайно малы, это определяется потенциальной энергией ДЯС, которая стремится к своему минимальному значению на всем промежутке  $R$ .

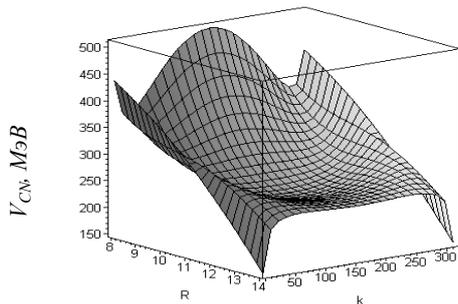


Рис.4. Зависимость ядро-ядерного потенциала в ДЯС от расстояния между фрагментами  $R(\text{фм})$  и массовым числом одного из фрагментов  $A=k$

Поэтому, кроме правильного выбора пар ядро-мишень, для проведения экспериментальных работ следует проводить теоретические исследования при взаимодействии ионов с возбужденными ядрами, например, при возбуждении их вторым ионным пучком или нейтронами. Кроме этого, необходимо учитывать динамику нуклонов в ДЯС, эмиссию частиц, деформацию фрагментов ДЯС и т.д.

#### 4. ДИНАМИКА ДЯС ПО КООРДИНАТЕ $R$

Динамика ДЯС по координате  $R$  в процессе деления и слияния-квазиделения ядер играет первостепенное значение, так как с изменением расстояния между центрами фрагментов увеличивается энергия возбуждения ДЯС. При слиянии-квазиделении ядер это определяет возможность слияния, и энергия возбуждения должна превышать внутренний барьер слияния, только тогда можно ожидать протекание этой реакции. При делении энергия возбуждения определяет массовое и энергетическое распределение осколков деления. Используя единый подход к процессам деления и слияния-квазиделения ядер, динамику ДЯС по координате  $R$  можно описать уравнением Ньютона [5, 6]:

$$\frac{d}{dt}(\mu_i(R) \cdot \ddot{R}(t)) + K_r(R) \cdot \dot{R}(t) = F_i(R), \quad (1)$$

где  $R$  - расстояние между центрами фрагментов ДЯС,  $\mu_i = m_i \cdot m_{A_0-i} / (m_i + m_{A_0-i})$  - приведенная масса,  $F_i(R) = -\partial V_{(CN)_i}(R) / \partial R$  - производная от

ядро-ядерного потенциала,  $K_r(R) = K_r^0 (\nabla V_N(R))^2$  - радиальная сила трения, зависящая от  $R$ . На Рис.5 приведены зависимости силы трения от расстояния между центрами фрагментов ДЯС, при различных коэффициентах трения. Из рисунка видно, что для деления ядер определение коэффициента трения является важным. Основной задачей при решении данного уравнения для деления и слияния-квазиделения ядер является определение зависимости времени существования ДЯС от  $R$ ,  $A$  и  $Z$  и вычисление энергии возбуждения ДЯС. Для этой цели необходимо знать начальные и граничные условия как при делении, так и при слиянии-квазиделении ядер. При столкновении ядер начальные и граничные условия определяются выбором энергии пучка и пары мишень-пучок.

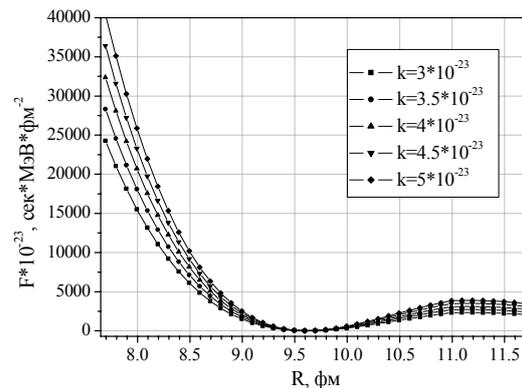


Рис.5. Зависимость силы трения в ДЯС от расстояния между центрами фрагментов

#### 5. ВХОДНЫЕ КАНАЛЫ ДЯС ПРИ ДЕЛЕНИИ

Для реакций деления  $U^{235}+n$ ,  $Pu^{239}+n$ ,  $U^{238}+n$  и  $Pu^{241}+n$ , был проведен анализ всех вышеперечисленных потенциалов [8]. В результате этого для ядерного потенциала был выбран «proximity» потенциал, так как при расстоянии между фрагментами ДЯС меньше  $R_{кр}$  (точка  $A$  на Рис.1), ядерный потенциал меняет знак, что можно трактовать как увеличение ядерной плотности выше нормальной ( $0,17 \text{ фм}^{-3}$ ). И из условий равенства «proximity» потенциала нулю было найдено аппроксимационное выражение для критического расстояния, то есть расстояния между центрами фрагментов в момент образования ДЯС, от всевозможных пар ДЯС для реакций -  $U^{235}+n$ ,  $Pu^{239}+n$ ,  $U^{238}+n$  и  $Pu^{241}+n$ , которое имеет вид:

$$R_{кр}(фм) = 1,29 \cdot (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) - 4,99, \quad (2)$$

где  $A_1, A_2, A_0 = A_1 + A_2$  - количество нуклонов в 1-м, 2-м фрагментах ДЯС и составном ядре соответственно. Из этого выражения определяется граничное условие образования ДЯС по координате  $R$ , при этом  $dR(t)/dt = 0$ . При определении вероятности (сечения) образования ядер при реакциях деления, основную роль играют входные каналы в ДЯС в точке  $R_{кр}$ , так как они определяют вероятность выходных каналов при  $R = R_1 + R_2$  - максимальном значении расстояния между центрами фрагментов. Для этого можно

рассматривать вероятность образования ДЯС как флуктуацию из составного ядра, при фиксированном значении  $A_1 + A_2 = A_0$ , где  $A_1$  – пробегает значения от 1 до  $A_0 - 1$ . Используя этот подход, мы определяем вероятность образования ДЯС с фиксированными значениями  $A_1 + A_2 = A_0$  для всевозможных пар  $Z_1 + Z_2 = Z_0$ . То есть, подход основан на рассмотрении энергетической зависимости вероятности образования ДЯС, и начальные (компаунд ядро), и конечные (ДЯС) условия состояния известны:

$$P = P_0 \exp(-\Delta E / T), \quad (3)$$

где  $T = (E^*/a)^{1/2}$ ,  $E^* = B(n) + E_n \cdot [A_0 / (A_0 - 1)]$  – температура ДЯС, и энергия возбуждения, соответственно ( $B(n)$  – энергия связи нейтрона в составном ядре  $A_0$ ,  $E_n$  – энергия нейтрона),  $a = A_0 / 12 \text{ МэВ}^{-1}$  – плотность уровней,  $\Delta E = U_{CN} - U_{DNS}$  – разность потенциальной энергии составного ядра и образованной ДЯС в точке  $R_{кр}$ . Следует иметь в виду, что при наличии энергетического барьера это выражение требует уточнений. Теорию флуктуации [9] успешно использовали для описания разрыва ядра на осколки [10] и формирования массового и зарядового распределений, а также многих других характеристик, наблюдаемых при делении [11].

В точке образования ДЯС, потенциальная энергия системы должна быть минимальна при каждом фиксированном значении  $Z_i$ . Из этих соображений были вычислены вероятности образования ДЯС для реакций  $U^{235} + n$ ,  $U^{238} + n$ ,  $Pu^{239} + n$ ,  $Pu^{241} + n$ , для равномерного распределения входных каналов. Для примера, на Рис.6 представлена зависимость вероятности образования фрагментов ДЯС от количества нуклонов в легком фрагменте.

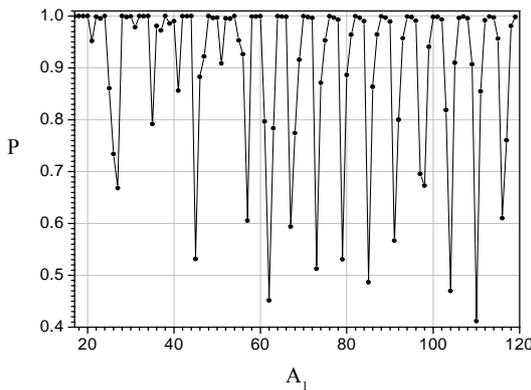


Рис.6. Зависимость вероятности образования фрагментов ДЯС от количества нуклонов в легком фрагменте для реакции  $U^{238} + n$

На Рис.6 не учтена энергетическая зависимость входных каналов от энергии возбуждения и считается, что образование всех каналов равновероятны, вероятность образования каждого входного канала нормирована на единицу. Для определения начальных условий при делении вычислялись потенциальная энергия, кулоновская энергия и скрытая энергия связи ( $B = B_1 + B_2 - V_{CN}$ ).

На Рис.7 приведены результаты этих расчетов для реакции  $U^{235} + n$ .

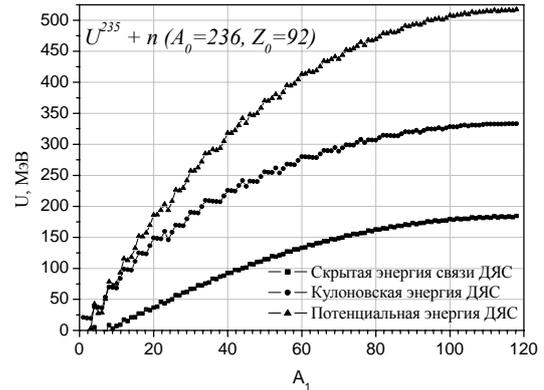


Рис.7. Начальные характеристики ДЯС для реакции  $U^{235} + n$ , ( $A_0=236$ ,  $Z_0=92$ )

Важной характеристикой входных каналов является энергетическая зависимость образования ДЯС от энергии возбуждения или от энергии нейтронов. На Рис.8 показана такая зависимость для некоторых входных каналов реакции  $^{235}\text{U} + n$ . Такие зависимости получены для всех входных каналов и всех четырех вышеперечисленных реакций.

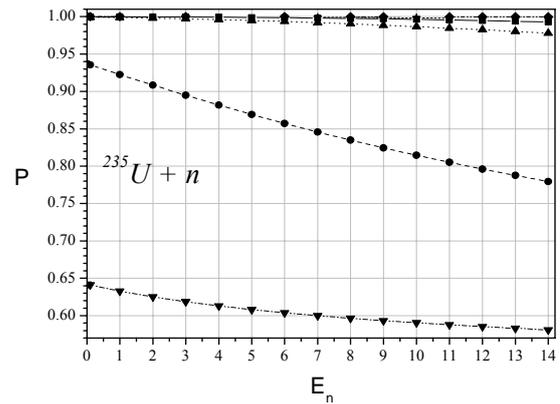


Рис.8. Зависимость вероятности образования фрагментов ДЯС от энергии нейтронов

На Рис.9 для реакции  $^{235}\text{U} + n$ , входного канала по нуклонам  $118+118$ , приведена зависимость вероятности образования фрагментов ДЯС при различном содержании протонов в легком ядре при разной энергии нейтронов.

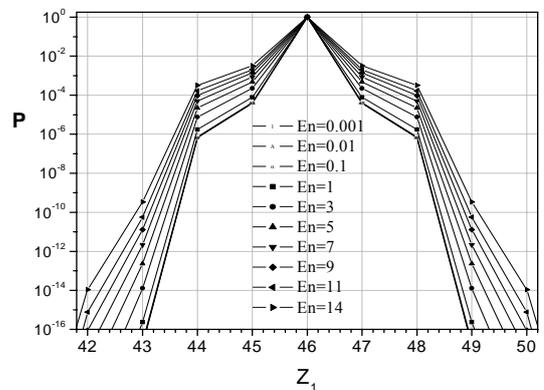


Рис.9. Зависимость вероятности образования фрагментов ДЯС от количества протонов в первом фрагменте при различной энергии возбуждения для реакции  $U^{235} + n$  при  $A_0=118+118$

Из анализов расчетов следует, что при увеличении энергии возбуждения максимальная вероятность образования ДЯС падает с увеличением дисперсии распределения. Зависимость приращения вероятности образования входных каналов ДЯС для четно-четных, нечетно-нечетных и четно-нечетных ядер от количества протонов в первом фрагменте показана на Рис.10.

Особое внимание при планировании экспериментальных работ следует уделить анализу с образованием при делении четно-нечетных ядер, где приращение вероятности в зависимости от энергии возбуждения носит осциллирующий характер, это определяется обменным членом в энергии связи. Все вышеприведенные расчеты показывают, что для реакций деления, исходя из соотношений (2) и (3), определяются начальные и граничные условия входных каналов ДЯС для дальнейшего использования их в расчетах динамики деления.

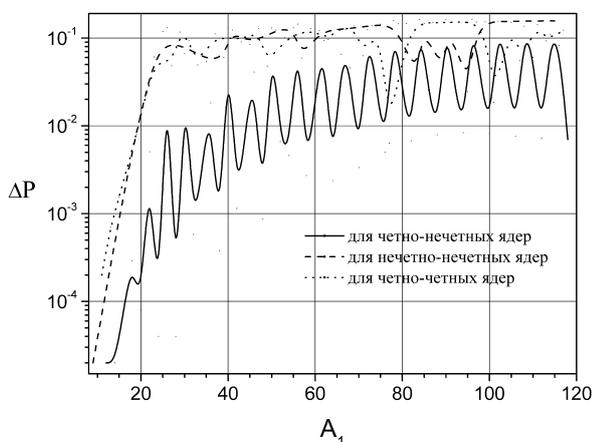


Рис.10. Зависимость приращения вероятности образования входных каналов для реакции  $Pu^{241} + n$  (при энергиях 0,1...14 МэВ) от легкого фрагмента ДЯС

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для описания реакций деления и слияние-квизиделения можно использовать один подход, основанный на концепции ДЯС, для этого при

расчетах следует использовать выражения (1, 2, 3) при каждом шаге по переменной  $R$  с учетом всех каналов реакций по  $A$  и по  $Z$ . То есть, следует выбирать шаг  $\Delta R$  и в каждом значении считать распределение по каналам  $A_i$  и  $Z_j$  с учетом диссипации кинетической энергии в энергию возбуждения. Для более точного решения нужно применять нестационарное уравнение Шредингера для переменных  $A$  и  $Z$ , а из уравнения движения выразить время через расстояние между центрами фрагментов ДЯС. Так как система стремится к массовой асимметрии, то следует ожидать реакции с более тяжелыми исходными ядрами, что приведет к снижению сечения образования СТЭ.

### ЛИТЕРАТУРА

1. S.N. Shumilov // *Zh. Eksperim. i Teor. Fiz.* 44, 1199, 1963; *Soviet Phys.-JETP* 17, 812, 1963.
2. E.A. Skakun, et al. // *EPS XV Nuclear Physics Divisional Conference. St. Pet.* 1995, p.76-77.
3. Yu.Ts. Oganessian, et al. // *Phys. Rev. Lett.* 1999, v.83, p.3154; *Phys. Rev. C.* 2000. v.62. p.041604(R); *Phys. At. Nucl.* 2000, v.63, p.1679.
4. G.G. Adamian et al. // *Nucl. Phys. A.* 1997. v.618, p.176; G.G. Adamian, N.V. Antonenko, W. Scheid // *Nucl. Phys. A.* 2000, v.678, p.24.
5. N.V. Antonenko, E.A. Cherepanov, A.K. Nasirov, et al. // *Phys. Lett. B.* 1993. v.319. p.425; *Phys. Rev. C.* 1995, v.51, p.2635.
6. В.В. Волков // *ЭЧАЯ.* 2004, т.35, в.4, с.797-857.
7. R.M. Dewies, M.R. Clover // *Nucl. Phys. A.* 1975, v.243, p.528.
8. K.V. Pavlii, et al. // *Problems of Atomic Science and Technology. Series "Nuclear Physics Investigations"* (46). 2007, №5, p.40-44.
9. Л.Д. Ландау, У.М. Лившиц. *Теоретическая физика.* М.: «Наука», 1976, т.5.
10. U. Brosa, et al. // *Phys.Rep.* 1990, v.194, p.167; U. Brosa, et al. // *Z.Phys. A.* 1983, v.310, p.177.
11. С.А. Оганесян и др. // *ЯФ.* 1970, т.11. с.982.

Статья поступила в редакцию 15.10.2007 г.

### HEAVY ION FISSION AND FUSION WITHIN THE APPROACH OF DINUCLEAR SYSTEM

*K.V. Pavlii, B.A. Bomko, B.V. Zaytsev, A.F. Kobez, Y.M. Fedenyova*

Substantive provisions over of single dynamic model and analysis of evolution dinuclear system are resulted for description of fusion and fission of heavy nucleus. The analysis of direct reactions of fission-quasifusion of nuclear is conducted and minimum kinetic energies of bunch of heavy ions are certain. The dynamics of the dinuclear system is considered on the coordinate of  $R$  and the initial conditions of formation of DNS are certain for the reactions of  $U^{235}+n$ ,  $Pu^{239}+n$ ,  $U^{238}+n$  and  $Pu^{241}+n$ .

### ЗЛИТТЯ ТА ДІЛЕННЯ ВАЖКИХ ЯДЕР В КОНЦЕПЦІЇ ПОДВІЙНОЇ ЯДЕРНОЇ СИСТЕМИ

*К.В. Павлій, В.О. Бомко, Б.В. Зайцев, А.П. Кобець, Я.М. Феденьова*

Наведено основні положення єдиної динамічної моделі й методів розрахунку еволюції подвійної ядерної системи (ПЯС) для опису злиття й ділення важких ядер. Проведено аналіз прямих реакцій злиття-квизиділення ядер і визначені мінімальні кінетичні енергії пучка важких іонів. Розглянуто динаміку ПЯС по координаті  $R$  і визначені початкові умови утворення ПЯС для реакцій  $U^{235}+n$ ,  $Pu^{239}+n$ ,  $U^{238}+n$  і  $Pu^{241}+n$ .