

P4-2008-32

В. В. Саргсян<sup>1</sup>, А. С. Зубов<sup>1</sup>, З. Каноков<sup>1,2</sup>, Г. Г. Адамян<sup>1,3,\*</sup>,  
Н. В. Антоненко<sup>1</sup>

**КВАНТОВО-МЕХАНИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ  
НАЧАЛЬНОЙ СТАДИИ РЕАКЦИИ СЛИЯНИЯ**

Направлено в журнал «Ядерная физика»

---

<sup>1</sup>Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

<sup>2</sup>Национальный университет, Ташкент, Узбекистан

<sup>3</sup>Институт ядерной физики, Ташкент, Узбекистан

\*E-mail: adamian@theor.jinr.ru

Саргсян В. В. и др.

P4-2008-32

Квантово-механическое описание начальной стадии реакции слияния

В рамках формализма редуцированной матрицы плотности рассмотрен процесс захвата налетающего ядра ядром-мишенью при энергиях бомбардировки около кулоновского барьера. В данной модели самосогласованным образом учитывается влияние диссипации и флуктуаций на процесс захвата. С использованием расчетных вероятностей захвата, усредненных по всем ориентациям деформированных ядра-снаряда или ядра-мишени, вычислены сечения испарительных остатков в асимметричных реакциях слияния.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2008

Sargsyan V. V. et al.

P4-2008-32

Quantum-Mechanical Description of Initial Stage of Fusion Reaction

Within the formalism of the reduced density matrix the process of capture of projectile by a target at energies near the Coulomb barrier is considered. The influence of dissipation and fluctuations is taken self-consistently into account. Using the calculated probabilities of the capture, averaged in all mutual orientations of the deformed colliding nuclei, the evaporation residue cross-sections are calculated for the asymmetric fusion reactions.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2008

## ВВЕДЕНИЕ

Динамика взаимодействия двух тяжелых ионов при энергиях бомбардировки около кулоновского барьера является предметом пристального теоретического и экспериментального изучения [1–11]. Последнее время это изучение в основном стимулируется успехами в синтезе новых сверхтяжелых элементов в реакциях холодного и горячего слияния [7–9]. Процесс захвата налетающего ядра ядром-мишенью — одна из важных стадий реакции слияния. Обычно для описания захвата используют классическое детерминистическое уравнение Ньютона для коллективной координаты относительного расстояния между центрами масс ядер, которое содержит силу трения [6]. Диффузионное уравнение Фоккера–Планка и стохастическое уравнение Ланжевена также применялись для описания этого процесса [2,3,12]. Во многих исследованиях на основе транспортных моделей квантовые статистические эффекты игнорируются и используется классическое описание, в котором коэффициенты трения и диффузии связаны через классическое флуктуационно-диссипационное соотношение. Обычно описание флуктуаций и диссипации ограничено марковским пределом даже в случае низких температур и сильной связи между коллективной и внутренней подсистемами для таких достаточно быстрых процессов, как столкновения тяжелых ионов [13]. До сих пор нет модели, которая учитывала бы все квантовые эффекты и эффекты «немарковости» при прохождении потенциального барьера. Так как частота кулоновского барьера больше, чем температура двойной ядерной системы в момент формирования, квантовые флуктуации около среднего значения траектории сталкивающихся ядер могут повлиять на величину сечения испарительных остатков через вероятность захвата. Следует отметить, что ранее изучался процесс прохождения через кулоновский барьер, аппроксимированный параболой [13–16].

Целью данной работы является включение квантовых эффектов флуктуации и диссипации в описание процесса захвата в рамках формализма редуцированной матрицы плотности. Немарковские коэффициенты диффузии мастер-уравнения для матрицы плотности удовлетворяют квантовому флуктуационно-диссипационному соотношению. С помощью предложенного квантового формализма мы исследуем зависимости вероятности захвата от глубины потенциального кармана, энергии столкновения и величины трения.

Для проверки рассчитанных вероятностей захвата с их помощью будут вычислены сечения испарительных остатков в асимметричных реакциях слияния при околорезонансных энергиях, которые будут сравнены с экспериментальными данными.

## 1. ФОРМАЛИЗМ

**Мастер-уравнение для редуцированной матрицы плотности.** Эволюцию квантовой системы вдоль коллективной координаты (относительное расстояние между центрами масс взаимодействующих ядер)  $R$ , которая связана с внутренними степенями свободы, можно описать на языке редуцированной матрицы плотности. Редуцированная матрица плотности  $\rho$  для коллективной подсистемы удовлетворяет следующему уравнению [17–21]:

$$\frac{d}{dt}\rho = -\frac{i}{\hbar}[H_c, \rho] - \frac{i\lambda_p}{2\hbar}[R, \{P, \rho\}_+] - \frac{D_{PP}}{\hbar^2}[R, [R, \rho]] + \frac{D_{RP}}{\hbar^2}[P, [R, \rho]] + [R, [P, \rho]]\frac{D_{RP}}{\hbar^2}, \quad (1)$$

где  $H_c = \frac{1}{2\mu}P^2 + V$  — коллективный гамильтониан;  $\mu$  — приведенная масса;  $V$  является перенормированным из-за связи с внутренними степенями свободы коллективным потенциалом. Здесь  $D_{PP}$ ,  $D_{RP}$  и  $\lambda_p$  — коэффициент диффузии по импульсу, смешанный коэффициент диффузии и коэффициент трения соответственно. При линейной связи по координате между коллективной и внутренней подсистемами отсутствуют коэффициенты диффузии и трения по координате [14]. Если потенциал  $V$  является осцилляторным и коллективная подсистема связана с внутренней подсистемой линейно по  $R$ , то диффузионные коэффициенты уравнения (1) не зависят от  $R$  [14, 19, 20]. В этом случае  $D_{PP}$  и  $D_{RP}$  — функции частоты осциллятора [14]. Разлагая в ряд Тейлора до второго порядка, более сложный потенциал  $V$  можно аппроксимировать в каждой точке  $R$  с локальным гармоническим или перевернутым осциллятором. Вследствие того, что частота локального осциллятора  $\omega(R)$  зависит от координаты, диффузионные коэффициенты

$$D_{PP}(R) = \frac{T\mu\gamma^2\lambda_p}{\gamma(\gamma + \lambda_p) \pm \omega^2} \left( 1 + 2 \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\nu_k\gamma\lambda_p \pm \omega^2(\gamma + \nu_k)}{(\gamma + \nu_k)(\nu_k(\nu_k + \lambda_p) \pm \omega^2)} \right), \quad (2)$$

$$D_{RP}(R) = \frac{T\gamma\lambda_p}{2(\gamma(\gamma + \lambda_p) \pm \omega^2)} \left( 1 + 2\gamma \sum_{k=1}^{\infty} \frac{-\nu_k\gamma \pm \omega^2}{(\gamma + \nu_k)(\nu_k(\nu_k + \lambda_p) \pm \omega^2)} \right) \quad (3)$$

становятся зависящими от координаты [21]. Здесь  $\nu_k = 2\pi T k / \hbar$ ,  $T$  — температура внутренней подсистемы, знаки «+» и «-» относятся к гармоническому и перевернутому осцилляторам соответственно. Эффекты немарковости входят в диффузионные коэффициенты и, соответственно, в мастер-уравнение (1) через ширину внутренних возбуждений  $\hbar\gamma = 12$  МэВ. Время релаксации внутренней подсистемы много меньше, чем характерное время коллективного движения. Для ангармонического потенциала  $V$  использование постоянных диффузионных коэффициентов является хорошим приближением при слабой диссипации и высокой температуре [17, 19, 20]. Однако во многих приложениях, например, при рассмотрении распада из неглубокой потенциальной ямы, необходимо учитывать флуктуации более высокого порядка [21]. В общем случае  $\lambda_p$  зависит также от  $R$  для данного типа связи. Однако можно показать, что эта зависимость достаточно слабая около кулоновского барьера, чтобы ее учитывать.

Записав мастер-уравнение (1) для редуцированной матрицы плотности  $\rho$  в координатном представлении ( $\rho(t, x, y) = \langle x | \rho | y \rangle$ ), выполнив следующее преобразование координат  $x = R + z/2$ ,  $y = R - z/2$  и разложив потенциал по  $z$  до третьего порядка, получаем уравнение для матрицы плотности  $\rho(t, R, z)$  [21]:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}\rho(t, R, z) &= L(R, z)\rho(t, R, z), \\ L(R, z) &= i\frac{\hbar}{\mu}\frac{\partial^2}{\partial R\partial z} - iz\frac{\partial V}{\partial R} - i\frac{1}{24}z^3\frac{\partial^3 V}{\partial R^3} - \\ &\quad - \lambda_p z \frac{\partial}{\partial z} - \frac{D_{PP}}{\hbar^2}z^2 - \frac{i}{\hbar}(zD_{RP}\frac{\partial}{\partial R} + \frac{\partial}{\partial R}zD_{RP}). \end{aligned} \quad (4)$$

Для численного решения уравнения (4) используется осцилляторный базис:

$$\begin{aligned} \rho(t, R, z) &= \sum_{k=0}^n f_k(t, R)B_k(\sigma, z), \\ B_k(\sigma, z) &= \frac{i^k}{k!} \left(\frac{k}{2}\right)! e^{-\frac{z^2}{8\sigma^2}} H_k\left(\frac{z}{2\sigma}\right). \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь  $B_k(\sigma, 0) = 1$  и 0 при четных и нечетных  $k$  соответственно.

Предлагаемый метод позволяет нам получить  $\rho$  для потенциала любой сложности и для любого набора коэффициентов трения и диффузии. Используемые микроскопические коэффициенты диффузии обеспечивают положительность матрицы плотности в любой момент времени и

$$\text{Tr}\rho = \sum_{k=0,2,4,\dots} \int_{-\infty}^{\infty} f_k(t, R)dR = 1. \quad (6)$$

**Вероятность захвата.** Потенциал взаимодействия двух ядер можно представить в виде

$$V(R, L, \Omega_P, \Omega_T) = V_{\text{nuc}}(R, \Omega_P, \Omega_T) + V_{\text{coul}}(R, \Omega_P, \Omega_T) + V_{\text{rot}}(R, L), \quad (7)$$

где  $V_{\text{nuc}}$ ,  $V_{\text{coul}}$ , и  $V_{\text{rot}}$  — ядерный, кулоновский и центробежный потенциалы соответственно. Система двух взаимодействующих ядер характеризуется зарядовым и нейтронным числами  $Z$  и  $N$  легкого ядра и соответствующими числами тяжелого ядра, параметрами  $\beta_P$  и  $\beta_T$  квадрупольной деформации ядер и углами ориентации  $\Omega_P$  и  $\Omega_T$  по отношению к оси столкновения. Параметры деформации берутся из работы [22]. Для ядерной части ядро-ядерного потенциала мы используем формализм двойной свертки [23]:

$$V_{\text{nuc}} = \int \rho_1(\mathbf{r}_1) \rho_2(\mathbf{R} - \mathbf{r}_2) \mathbf{F}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2, \quad (8)$$

где  $\mathbf{F}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) = [\mathbf{C}_0(\mathbf{F}_{\text{in}} \frac{\rho_0(\mathbf{r}_1)}{\rho_{00}}) + \mathbf{F}_{\text{ex}}(\mathbf{1} - \frac{\rho_0(\mathbf{r}_1)}{\rho_{00}})]\delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$  — зависящее от плотности эффективное нуклон-нуклонное взаимодействие, а  $\rho_1(\mathbf{r}_1)$  и  $\rho_2(\mathbf{r}_2)$  — нуклонные плотности налетающего ядра и ядра-мишени, и  $\rho_0(\mathbf{r}) = \rho_1(\mathbf{r}) + \rho_2(\mathbf{R} - \mathbf{r})$ . Расчеты произведены со следующими значениями параметров нуклон-нуклонной силы:  $C_0 = 300$  МэВ фм<sup>3</sup>,  $F_{\text{in}} = 0,09$ ;  $F_{\text{ex}} = -2,59$  и  $\rho_{00} = 0,17$  фм<sup>-3</sup>. Для вычисления кулоновского и центробежного потенциалов использованы следующие формулы:

$$V_{\text{coul}} = e^2 \int \frac{\rho_1^z(\mathbf{r}_1) \rho_2^z(\mathbf{R} - \mathbf{r}_2)}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|} d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 \quad (9)$$

и

$$V_{\text{rot}} = \frac{\hbar^2 L(L+1)}{2\mu R^2} \quad (10)$$

соответственно. Здесь  $\rho_1^z$  и  $\rho_2^z$  — зарядовые плотности ядер. Ядерные плотности задаются в виде параметризации Саксона–Вудса, где параметр радиуса ядра  $r_0 = 1,15$  фм и параметр диффузности  $a = 0,53-0,56$  фм в зависимости от массы ядра [23].

На рис. 1 приведены расчеты ядро-ядерного потенциала для системы  $^{50}\text{Ti} + ^{196}\text{Pt}$  при разных значениях углового момента  $L$ . С ростом центробежной части потенциала глубина кармана становится меньше, а положение минимума кармана становится ближе к барьеру. Как видно из рисунка, с увеличением  $L$  от 0 до 80 значения глубины и положения (по отношению к барьеру) потенциального кармана меняются от 4,12 до 0,46 МэВ и от 1,23 до 0,57 фм соответственно. При больших значениях углового момента потенциальный карман исчезает. Это означает, что угловые моменты  $L > L_{\text{max}} = 85$  не дают вклада в сечение захвата.

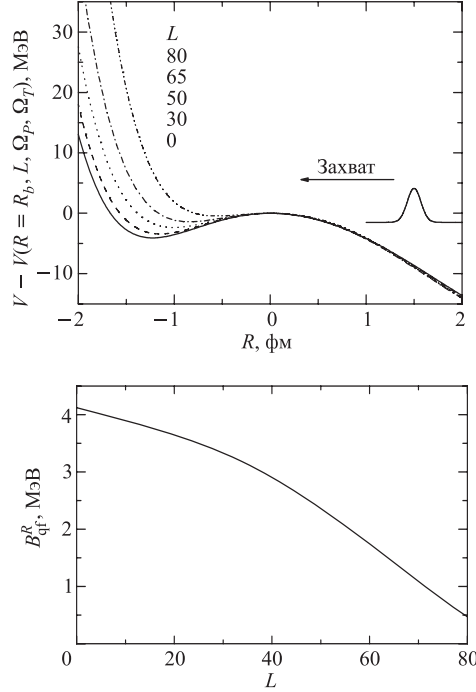


Рис. 1. Зависимость ядро-ядерного потенциала взаимодействия от относительного расстояния  $R$  между центрами масс сферических ядер в двойной ядерной системе  $^{50}\text{Ti} + ^{198}\text{Pt}$  при различных значениях углового момента  $L$ . Энергия взаимодействия отсчитывается от кулоновского барьера при данном угловом моменте. На нижней части рисунка показана зависимость глубины потенциального кармана от  $L$

Захват можно представить как процесс заселения части начального гауссовского пакета, который находится справа от барьера, в левый потенциальный карман (рис. 1). Вероятность захвата определяется как отношение

$$P(t = \tau, E_{c.m.}, L, \Omega_P, \Omega_T) = \frac{\int_{-\infty}^0 \rho(t = \tau, R) dR}{\int_0^{\infty} \rho(t = 0, R) dR}. \quad (11)$$

Так как движение в правом направлении инфинитно, то со временем устанавливается квазистационарный обратный поток из левого потенциального кармана и  $\tau$  в формуле (11) определяет время установления квазистационарного режима.

Когда взаимодействующие ядра в основном состоянии имеют статическую деформацию, низкие кулоновские барьеры ассоциируются со столкновениями типа «нос-нос», в то время как высокие кулоновские барьеры связаны с боковыми столкновениями. При учете статической деформации сталкивающихся

ядер полная вероятность захвата  $P_{\text{cap}}(E_{\text{c.m.}}, J)$  получается усреднением по всем возможным ориентациям  $\Omega_P$  и  $\Omega_T$  осей симметрии деформированного ядра-снаряда и ядра-мишени относительно оси, проходящей через центры масс взаимодействующих ядер:

$$P_{\text{cap}}(E_{\text{c.m.}}, L) = \frac{1}{(4\pi)^2} \int P(\tau, E_{\text{c.m.}}, L, \Omega_P, \Omega_T) d\Omega_P d\Omega_T, \quad (12)$$

где  $P(\tau, E_{\text{c.m.}}, L, \Omega_P, \Omega_T)$  определяет вероятность захвата при фиксированных ориентациях  $\Omega_P$  и  $\Omega_T$  ядер, парциальной волне  $L$  и энергии бомбардировки  $E_{\text{c.m.}}$ . Парциальное сечение захвата (сечение образования двойной ядерной системы) определяется формулой

$$\sigma_c(E_{\text{c.m.}}, L) = \pi \lambda^2 (2L + 1) P_{\text{cap}}(E_{\text{c.m.}}, L), \quad (13)$$

где  $\lambda^2 = \hbar^2 / (2\mu E_{\text{c.m.}})$  — приведенная длина волны де Бройля. Отсюда полное сечение захвата

$$\sigma_c(E_{\text{c.m.}}) = \sum_L \sigma_c(E_{\text{c.m.}}, L) = \pi \lambda^2 \sum_L (2L + 1) P_{\text{cap}}(E_{\text{c.m.}}, L). \quad (14)$$

## 2. СЕЧЕНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ ИСПАРИТЕЛЬНЫХ ОСТАТКОВ

Сечение слияния можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{fus}}(E_{\text{c.m.}}) &= \sum_L \sigma_{\text{fus}}(E_{\text{c.m.}}, L) = \\ &= \frac{\lambda^2}{16\pi} \sum_L (2L + 1) \int P(\tau, E_{\text{c.m.}}, L, \Omega_P, \Omega_T) P_{\text{CN}}(E_{\text{c.m.}}, L, \Omega_P, \Omega_T) d\Omega_P d\Omega_T. \end{aligned}$$

Тогда сечение образования испарительного остатка

$$\sigma_{\text{ER}}^s(E_{\text{c.m.}}) = \sum_L \sigma_{\text{fus}}(E_{\text{c.m.}}, L) W_{\text{sur}}^s(E_{\text{c.m.}}, L) \quad (15)$$

определяется парциальным сечением  $\sigma_{\text{fus}}(E_{\text{c.m.}}, L)$  слияния ядер и вероятностью  $W_{\text{sur}}^s$  выживания образовавшегося возбужденного составного ядра [24, 25]. Изотопная зависимость сечения главным образом определяется вероятностью  $P_{\text{CN}}$  слияния ядер после захвата ядер с образованием двойной ядерной системы во входном канале и  $W_{\text{sur}}^s$ .  $P_{\text{CN}}$  зависит от конкуренции между полным слиянием и квазиделением [24, 25]. Эта конкуренция может сильно уменьшить величину  $\sigma_{\text{ER}}^s(E_{\text{c.m.}})$ . Испарительные остатки образуются с вероятностью  $W_{\text{sur}}^s$  из возбужденного составного ядра в ходе конкуренции между



делением и эмиссией нейтронов, заряженных частиц,  $\gamma$ -квантов. Вероятность выживания вычисляется в рамках статистической модели, которая учитывает затухание оболочечных эффектов при больших энергиях возбуждения ядра [26, 27].

В рассматриваемых реакциях составные ядра заселяются до  $L = 50$  в зависимости от  $E_{c.m.}$ , а большие парциальные волны в основном дают вклад в процесс деления и квазиделения [27]. Для актинидов вклад больших угловых моментов в выражении (15) ограничен из-за  $W_{\text{sur}}^s(E_{c.m.}, L)$ , которую можно аппроксимировать следующим образом:  $W_{\text{sur}}^s(E_{c.m.}, L) = W_{\text{sur}}^s(E_{c.m.}, L = 0) \exp[-L(L+1)/(L_{\text{max}}(L_{\text{max}}+1))]$ . Параметр  $L_{\text{max}}$  характеризует уменьшение барьера деления с угловым моментом. Для небольших  $L_{\text{max}}$  и  $L \leq L_{\text{max}}$   $P_{\text{CN}}(E_{c.m.}, L, \Omega_P, \Omega_T) \approx P_{\text{CN}}(E_{c.m.}, L = 0, \Omega_P, \Omega_T)$ . Тогда сечение образования испарительного остатка (15) можно представить в следующем факторизованном виде [25]:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{ER}}^s(E_{c.m.}) &\approx \sigma_{\text{fus}}^{\text{eff}}(E_{c.m.})W_{\text{sur}}^s(E_{c.m.}) \\ &\approx \sigma_c(E_{c.m.})P_{\text{CN}}(E_{c.m.})W_{\text{sur}}^s(E_{c.m.}), \end{aligned} \quad (16)$$

где  $W_{\text{sur}}^s(E_{c.m.}) = W_{\text{sur}}^s(E_{c.m.}, L = 0)$  — вероятность выживания при нулевом угловом моменте,

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{fus}}^{\text{eff}}(E_{c.m.}) &= \frac{\chi^2(L_{\text{max}}+1)^2}{16\pi} \int P(\tau, E_{c.m.}, L = 0, \Omega_P, \Omega_T) \times \\ &\quad \times P_{\text{CN}}(E_{c.m.}, L = 0, \Omega_P, \Omega_T) d\Omega_P d\Omega_T, \\ \sigma_c(E_{c.m.}) &= \pi\chi^2(L_{\text{max}}+1)^2 P_{\text{cap}}(E_{c.m.}, L = 0) \end{aligned}$$

и

$$P_{\text{CN}}(E_{c.m.}) \approx P_{\text{CN}}(E_{c.m.}, L = 0, \bar{\Omega}_P, \bar{\Omega}_T),$$

где  $\bar{\Omega}_P$  и  $\bar{\Omega}_T$  — средние углы ориентации ядер, которые зависят от  $E_{c.m.}$ . Для асимметричных реакций, рассмотренных в этой работе, величина  $P_{\text{CN}}$  слабо зависит от  $\Omega_P$  и  $\Omega_T$ , так как взаимная ориентация ядер влияет не только на величину внутреннего барьера слияния, но и на энергию возбуждения двойной ядерной системы. Для расчета  $\sigma_{\text{ER}}^s$  необходимо вычислить вероятность выживания при  $L = 0$ , поскольку зависимость  $\sigma_{\text{ER}}^s$  от углового момента включена в эффективное сечение захвата  $\sigma_c(E_{c.m.})$ . Как и в работе [27], мы используем  $L_{\text{max}} = 15$ . В этом случае меньше половины парциальных волн, дающих вклад в сечение захвата, приводят с наибольшей вероятностью к испарительным остаткам.

**Вероятность полного слияния.** Вероятность слияния  $P_{\text{CN}}$  определяет вероятность того, что двойная ядерная система перешла внутренний барьер слияния  $B_{\eta}^{\text{fus}}$  по  $\eta_Z = 1 - 2Z/Z_{\text{CN}}$  и образовалось составное ядро при  $Z = 0$

или  $Z_{\text{CN}}$ . Барьер  $B_{\text{qf}}^\eta$  препятствует убыванию  $\eta_Z$  (симметризации двойной ядерной системы). Двойная ядерная система может распадаться по  $R$  через барьер  $B_{\text{qf}}^R$  (совпадающий с глубиной кармана в ядро-ядерном потенциале) из начальной конфигурации или эволюционировать к более симметричной конфигурации с последующим распадом по  $R$ . Для расчета  $P_{\text{CN}}$  в работе [26] было предположено следующее аналитическое выражение

$$P_{\text{CN}} \approx \frac{1,25 \exp[-(B_\eta^{\text{fus}} - B_{\text{qf}})/(kT_{\text{DNS}})]}{1 + 1,25 \exp[-(B_\eta^{\text{fus}} - B_{\text{qf}})/(kT_{\text{DNS}})]}, \quad (17)$$

где  $B_{\text{qf}} = \min(B_{\text{qf}}^R, B_{\text{qf}}^\eta)$ .  $T_{\text{DNS}}$  — температура начальной двойной ядерной системы. Величины  $B_{\text{qf}}^R$ ,  $B_{\text{qf}}^\eta$  и  $B_\eta^{\text{fus}}$  определяются из расчета потенциальной энергии двойной ядерной системы [24–29]. Как уже отмечалось,  $B_{\text{qf}}$ ,  $B_\eta^{\text{fus}}$  и  $T_{\text{DNS}}$  зависят от взаимной ориентации ядер. Уменьшение  $B_\eta^{\text{fus}}$  за счет ориентации ядер сопровождается уменьшением  $T_{\text{DNS}}$  и  $B_{\text{qf}}$ , что приводит к относительно слабой зависимости  $P_{\text{CN}}$  от  $\Omega_P$  и  $\Omega_T$ . Поэтому расчет  $P_{\text{CN}}$  можно проводить при взаимной ориентации ядер, отвечающей минимуму потенциальной энергии двойной ядерной системы.

**Вероятность выживания.** Так как  $\sigma_{\text{ER}}^s$  можно представить в виде (16) [24, 25], то расчет вероятности выживания производится только при  $L = 0$ . Вероятность выживания [30–32] при эмиссии  $x$  частиц в определенной последовательности  $s$  вычисляется следующим образом:

$$W_{\text{sur}}^s(E_{\text{CN}}^*) \approx P_s(E_{\text{CN}}^*) \prod_{i_s=1}^x \frac{\Gamma_{i_s}(E_{i_s}^*)}{\Gamma_t(E_{i_s}^*)}. \quad (18)$$

Здесь,  $i_s$ ,  $P_s$ , и  $E_{i_s}^*$  — индекс испарительного шага, вероятность реализации канала  $s$  при начальной энергии возбуждения  $E_{\text{CN}}^*$  составного ядра и среднее значение энергии возбуждения соответственно. Полная ширина распада для составного ядра  $\Gamma_t$  является суммой  $\Gamma_i$  парциальных ширин испарения частицы,  $\gamma$ -эмиссии и деления  $\Gamma_f$ . На первом шаге  $i_s = 1_s$  и  $E_{1_s}^* = E_{\text{CN}}^*$ . Детали расчетов  $P_s$  и  $\Gamma_{i_s}$ , а также значения параметров даны в работе [26]. Для расчета значения  $\Gamma_{i_s}$  в рамках модели ферми-газа использован модифицированный статистический код GROGIF [31]. Для всех ядер, рассмотренных здесь, мы использовали следующий параметр плотности уровней:  $a = A/10$ ,  $a_f = 1,02a_n = 1,02a$  — для изотопов Th и  $a_f = a_n = a$  — для изотопов Fm ( $a_f(a_n)$  — параметр плотности уровней при делении (эмиссии нейтронов)).

Барьер деления  $B_f$  имеет жидкокапельную часть  $B_f^{\text{LD}}$  и микроскопическую часть

$$B_f(E_{\text{CN}}^*) = B_f^{\text{LD}} + B_f^M(E_{\text{CN}}^* = 0) \exp[-E_{\text{CN}}^*/E_D]. \quad (19)$$

Жидкокапельная часть вычисляется, как и в работе [33]. Значение  $B_f^M(E_{\text{CN}}^* = 0) = \delta W_{\text{sd}}^A - \delta W_{\text{gr}}^A$  — разница между оболочечной поправкой

$\delta W_{\text{gr}}^A$  ядра с массовым числом  $A$  в основном состоянии и оболочечной поправкой  $\delta W_{\text{sd}}^A$  в седловой точке. Предполагается, что  $\delta W_{\text{sd}}^A = 0$ .  $\delta W_{\text{sd}}^A$  взяты из массовых таблиц [34]. Из-за зависимости оболочечных эффектов от возбуждения ядра значение  $B_f$  зависит от  $E_{\text{CN}}^*$ . Для расчета фактора затухания  $E_D$  мы используем формулу  $E_D = 0,4A^{4/3}/a$ , предложенную в работе [27].

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

**Процесс захвата.** Решая мастер-уравнение (1), находим диагональные элементы  $\rho(t, R)$  матрицы плотности в координатном представлении. Во всех расчетах в качестве начального состояния используется гауссовский пакет со средней координатой  $\langle R(0) \rangle = 1,5$  фм и дисперсиями  $\sigma_{RP}(0) = 0$ ,  $\sigma_{RR}(0) = 0,25$  фм<sup>2</sup> и  $\sigma_{PP}(0) = 1,0\hbar^2 \cdot \text{фм}^{-2}$ . Начальный средний импульс  $\langle P(0) \rangle$  зависит от начальной энергии  $E_{\text{с.м.}}$ .

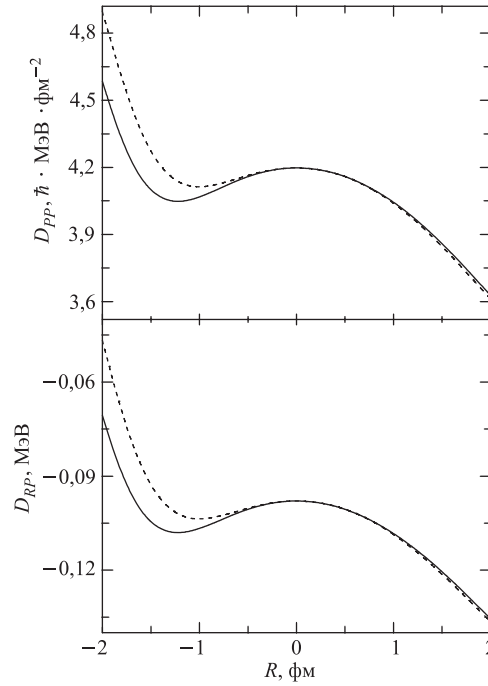


Рис. 2. Зависимость коэффициентов диффузии от относительного расстояния  $R$  при угловых моментах  $L = 0$  (сплошная линия) и  $L = 50$  (штриховая линия) и  $\hbar\lambda_p = 2$  МэВ для системы  $^{50}\text{Ti} + ^{198}\text{Pt}$  с ядро-ядерным потенциалом взаимодействия из рис. 1

Диффузионные коэффициенты мастер-уравнения рассчитаны по формулам (2) и (3). На рис. 2 показана зависимость диффузионных коэффициентов от координаты и углового момента при  $T = 1,2$  МэВ. Следует отметить слабую зависимость вероятности захвата от температуры. Так как ядро-ядерное взаимодействие изменяется с угловым моментом, то диффузионные коэффициенты являются также функциями  $L$ . В области потенциального кармана  $D_{PP}$  и  $D_{RP}$  достаточно слабо возрастают с увеличением углового момента. Из рис. 2 видно, что координатная зависимость диффузионных коэффициентов около барьера достаточно слабая.

Предположим сначала ядра сферическими, чтобы показать роль квантово-статистических эффектов.

На рис. 3 приведен расчет зависимости от времени вероятности захвата. В формуле для начальной кинетической энергии  $E_k(0) = (\langle P(0) \rangle^2 + \sigma_{PP}(0))/(2\mu)$  учтена энергия, связанная с квантовыми флуктуациями. Полная

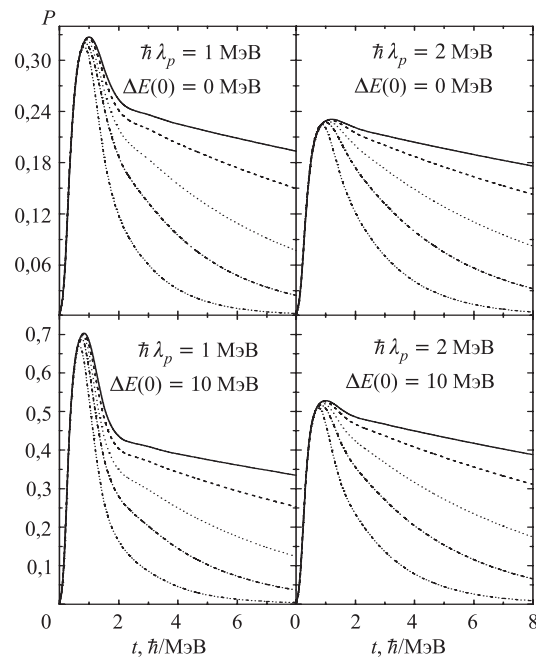


Рис. 3. Зависимость  $P(t)$  от времени при  $\hbar\lambda_p = 1$  МэВ (левая колонка) и 2 МэВ (правая колонка) для системы  $^{50}\text{Ti}+^{198}\text{Pt}$ . Верхние (нижние) рисунки показывают расчеты при энергии бомбардировки  $\Delta E(0) = 0$  МэВ (10 МэВ), отсчитываемой от кулоновского барьера при данном угловом моменте  $L$ . Сплошная, штриховая, пунктирная, штрихпунктирная и штрихпунктир-пунктирная линии соответствуют угловым моментам 0, 30, 50, 65 и 80 соответственно

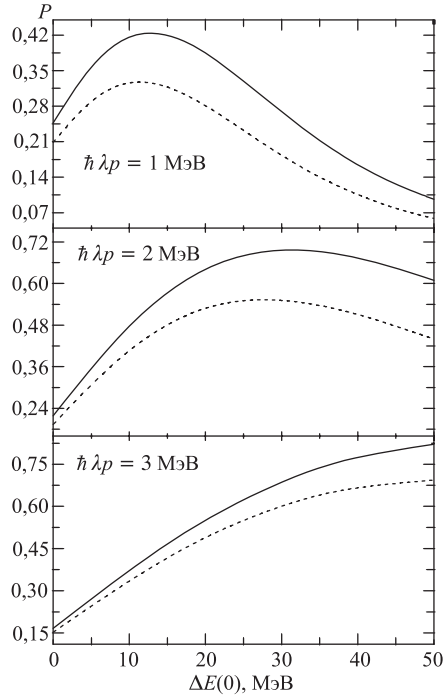


Рис. 4. Зависимость вероятности захвата от  $\Delta E(0)$  при указанных коэффициентах трения,  $L = 0$  (сплошная линия) и  $L = 50$  (штриховая линия) для системы  $^{50}\text{Ti}+^{198}\text{Pt}$

энергия коллективной подсистемы отсчитывается от кулоновского барьера, то есть  $\Delta E(0) = E_{\text{с.м.}} - V(R = R_b, L, \Omega_p, \Omega_T)$ . Как видно из рисунка, время  $\tau \approx 2,2 \hbar / \text{МэВ}$  установления квазистационарной скорости потока слабо зависит от трения, углового момента и начального значения полной энергии в рассматриваемом диапазоне параметров. При надбарьерных энергиях и малых трениях ( $\hbar\lambda_p = 1 \text{ МэВ}$ ) наблюдается небольшой всплеск потока до установления квазистационарного режима. При больших трениях ( $\hbar\lambda_p = 2 \text{ МэВ}$ ) мы не наблюдаем этого всплеска. Это объясняется тем, что при малых трениях диссипация энергии коллективной подсистемы менее интенсивная и часть волнового пакета, зашедшая за кулоновский барьер, отражается от задней стенки потенциала и с большей вероятностью проходит обратно над барьером. Отметим, что с увеличением начального значения энергии бомбардировки амплитуда всплеска становится больше.

На рис. 4 приведена зависимость вероятности захвата от начальной энергии бомбардировки, отсчитываемой от кулоновского барьера. Вначале с ростом энергии вероятность захвата растёт, но дальнейший рост приводит к

уменьшению вероятности, так как при больших энергиях над барьером движение пакета становится почти свободным и нечувствительным к присутствию потенциального кармана. При трении  $\hbar\lambda_p = 1$  МэВ (2 МэВ) вероятность захвата оказывается максимальной при значении энергии  $\Delta E(0) \approx 16$  МэВ ( $\approx 30$  МэВ) для угловых моментов  $L = 0$  и 50. При  $\hbar\lambda_p = 3$  МэВ максимум  $P$  находится при  $\Delta E(0) > 50$  МэВ. Надо заметить, что с ростом энергии отношение вероятностей  $P(L = 0)/P(L = 50)$  при  $L = 0$  и 50 увеличивается, так как диссипация энергии при  $L = 0$  больше, чем при  $L = 50$  в начальный момент времени до установления квазистационарного режима. Эта тенденция видна и на рис. 5, где приведены временные зависимости для  $\langle R(t) \rangle$ ,  $\sigma_{RR}(t)$  и  $\Delta E(t)$  при  $L = 0$  и 50. Как видно из графика для среднего значения координаты, при  $L = 0$  длительность нахождения пакета в потенциальном кармане больше, чем при  $L = 50$ . Поэтому вероятность захвата при малых угловых моментах больше.

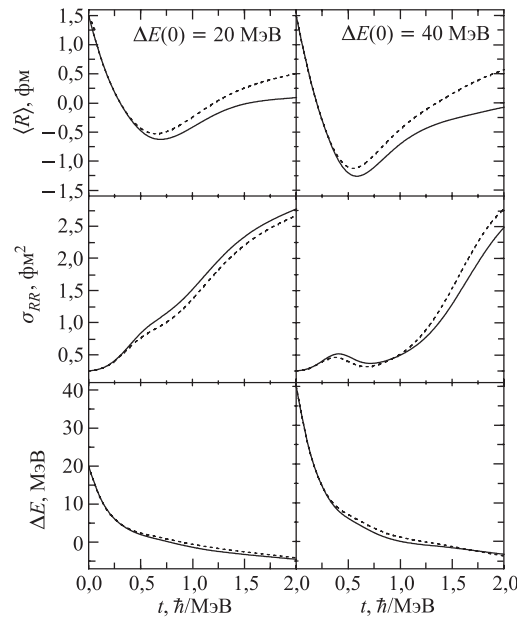


Рис. 5. Зависимость среднего значения  $\langle R(t) \rangle$  и дисперсии  $\sigma_{RR}(t)$  координаты относительного расстояния  $R$  и коллективной энергии  $\Delta E(t)$  по  $R$  системы  ${}^{50}\text{Ti}+{}^{198}\text{Pt}$  от времени при  $L = 0$  (сплошная линия),  $L = 50$  (штриховая линия) и  $\hbar\lambda_p = 2$  МэВ. Расчеты проведены при энергиях налетающего ядра  $\Delta E(0) = 20$  МэВ (левая колонка) и 40 МэВ (правая колонка).  $\Delta E(0)$  и  $\langle R(0) \rangle$  отсчитаны от кулоновского барьера при соответствующем угловом моменте

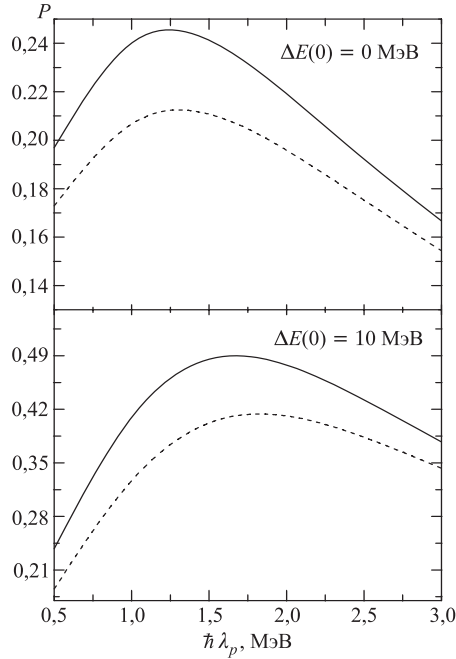


Рис. 6. Зависимость вероятности захвата от значения коэффициента трения при указанных значениях энергии налетающего ядра  $\Delta E(0)$ ,  $L = 0$  (сплошная линия) и  $L = 50$  (штриховая линия) для системы  $^{50}\text{Ti} + ^{198}\text{Pt}$

На рис. 6 показана зависимость вероятности захвата от трения для значений энергии бомбардировки  $\Delta E(0) = 0$  и  $10$  МэВ и углового момента  $L = 0$  и  $50$ . Как видно из рисунка, с ростом трения вероятность захвата сначала растет, однако дальнейший рост трения приводит к уменьшению  $P$ . Для энергии  $\Delta E(0) = 0$  МэВ ( $10$  МэВ) максимальное значение  $P$  принимает при трении  $\hbar\lambda_p \approx 1,2$  МэВ ( $1,6$  МэВ). Такое поведение связано с тем, что на процесс прохождения пакета через потенциальный барьер влияют два фактора: трение, которое препятствует процессу, и диффузия, которая, наоборот, помогает. С ростом трения растет и диффузия, чем и объясняется рост вероятности захвата при малых трениях. Однако дальнейший рост трения приводит к уменьшению вероятности захвата. Следует отметить, что диффузия является следствием квантово-статистических эффектов и отсутствует в чисто классическом рассмотрении процесса захвата. Из-за диффузии зависимости вероятности захвата от энергии, углового момента и трения становятся более плавными.

На рис. 7 приведена зависимость вероятности захвата от углового момента для различных начальных значений полной энергии  $\Delta E(0) = 0, 10$  и  $30$  МэВ

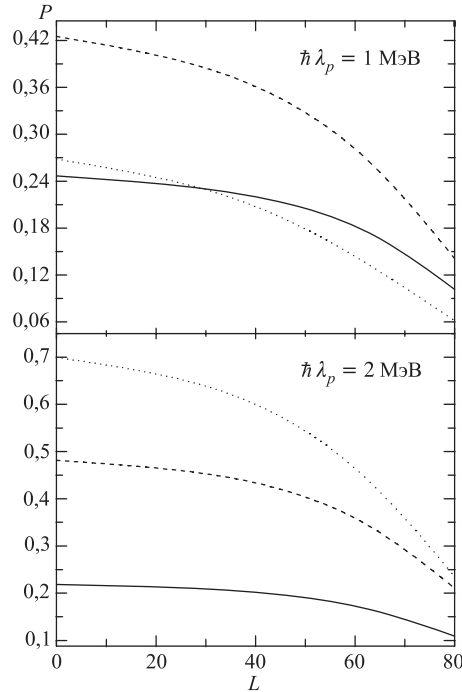


Рис. 7. Зависимость вероятности захвата от углового момента при энергиях  $\Delta E(0) = 0$  МэВ (сплошная линия), 10 МэВ (штриховая линия) и 30 МэВ (пунктирная линия) для системы  $^{50}\text{Ti}+^{198}\text{Pt}$ . Энергии налетающего ядра  $\Delta E(0)$  отсчитаны от кулоновского барьера при соответствующем угловом моменте. Расчеты проведены для  $\hbar\lambda_p = 1$  МэВ (верхняя часть рисунка) и  $\hbar\lambda_p = 2$  МэВ (нижняя часть рисунка)

и для двух значений коэффициента трения  $\hbar\lambda_p = 1$  и 2 МэВ. С ростом углового момента вероятность захвата уменьшается, так как глубина потенциального кармана становится меньше. Однако скорость падения вероятности с ростом  $L$  зависит от энергии столкновения. Так как с увеличением значения начальной кинетической энергии коллективная энергия относительного движения ядер диссипирует интенсивнее, то уменьшение вероятности захвата с ростом  $L$  сильнее при больших значениях  $\Delta E(0) > 0$ . При  $\hbar\lambda_p = 1$  МэВ и  $L > 30$  вероятность захвата оказывается больше при  $\Delta E(0) = 0$  МэВ, чем при  $\Delta E(0) = 30$  МэВ. При трении  $\hbar\lambda_p = 2$  МэВ в рассмотренном диапазоне  $L$  вероятность захвата увеличивается с ростом энергии столкновения.

Зависимость вероятности захвата от значения углового момента при фиксированной энергии налетающего ядра и  $\hbar\lambda_p = 1$  и 2 МэВ показана на рис. 8. Здесь энергия столкновения  $\Delta E$  отсчитывается от кулоновского барьера при нулевом угловом моменте:  $\Delta E = E_{\text{с.м.}} - V(R = R_b, L = 0, \Omega_P, \Omega_T)$ . При



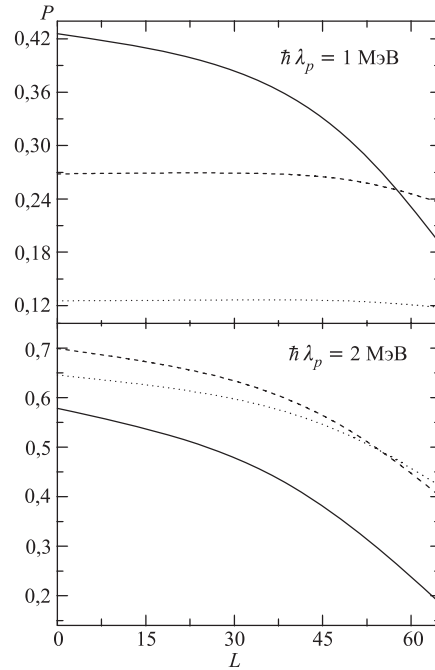


Рис. 8. Зависимость вероятности захвата от углового момента при энергиях налетающего ядра  $\Delta E = 15$  МэВ (сплошная линия),  $\Delta E = 30$  МэВ (штриховая линия) и  $\Delta E = 45$  МэВ (пунктирная линия) для системы  $^{50}\text{Ti}+^{198}\text{Pt}$ . Энергии налетающего ядра  $\Delta E$  отсчитаны от кулоновского барьера при нулевом угловом моменте ( $L = 0$ ). Расчеты проведены для  $\hbar\lambda_p = 1$  МэВ (верхняя часть рисунка) и  $\hbar\lambda_p = 2$  МэВ (нижняя часть рисунка)

$\hbar\lambda_p = 1$  МэВ и начальной энергии  $\Delta E = 15$  МэВ наблюдается достаточно резкое убывание вероятности захвата, так как с ростом  $L$  уменьшается глубина потенциального кармана и  $\Delta E(0) = E_{c.m.} - V(R = R_b, L, \Omega_P, \Omega_T)$ . Однако для  $\Delta E = 30$  и  $45$  МэВ с ростом  $L$  вероятность захвата сначала слабо растет и только потом убывает. Рост связан с тем, что при достаточно больших энергиях начального пакета над барьером уменьшение диссипации с увеличением  $L$  оказывает более сильное влияние на захват, чем уменьшение глубины потенциального кармана. При больших  $L$  влияние на  $P$  изменения глубины кармана становится намного сильнее, чем влияние уменьшения диссипации. Такое поведение согласуется и с результатами, представленными на рис. 4. При  $\hbar\lambda_p = 2$  МэВ кинетическая энергия диссипирует достаточно интенсивно при любых начальных энергиях бомбардировки, и поэтому наблюдается только убывание вероятности захвата, связанное с уменьшением глубины потенциального кармана.

Надо отметить, что в отличие от расчетов вероятности захвата на основе детерминированного классического уравнения движения Ньютона с диссипативным членом [6] у нас захват происходит при больших значениях  $\Delta E$  даже при малых  $L$  из-за учета квантовых статистических флуктуаций.

До сих пор мы рассмотрели зависимости вероятности захвата от  $\lambda_p$ ,  $E_{c.m.}$  и  $L$  для случая сферических ядер. Далее мы рассмотрим случай, когда одно из сталкивающихся ядер сферическое, а другое деформированное. Тогда из выражения (12)

$$P_{\text{cap}}(E_{c.m.}, L) = \frac{1}{2} \int_0^\pi P(\tau, E_{c.m.}, L, \Omega_P, \Omega_T) \sin \theta d\theta,$$

где  $\Omega_T$  или  $\Omega_P$  зависят от  $\theta$ .

На рис. 9 показаны результаты расчетов вероятности захвата  $P_{\text{cap}}(E_{c.m.}, L = 0)$ , усредненной по всем ориентациям, для реакции  $^{40}\text{Ar} + ^{208}\text{Pb}$  при  $\hbar\lambda_p = 2$  МэВ. Видно, что вероятность захвата растет с энергией бомбардировки. В столкновениях с  $E_{c.m.}$  меньше кулоновского барьера, рассчитанного для сферических ядер и соответствующего  $E_{CN}^* \approx 27$  МэВ, образование двойной ядерной системы сильно затруднено.

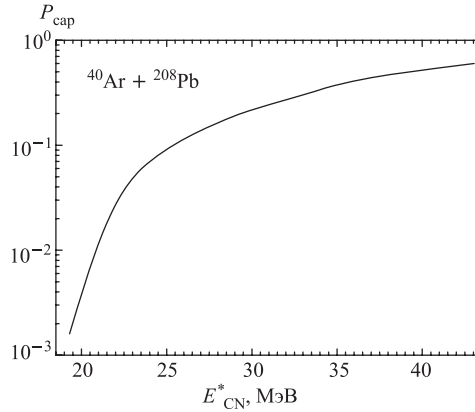


Рис. 9. Рассчитанная вероятность захвата, усредненная по всем ориентациям, как функция энергии возбуждения составного ядра в реакции  $^{40}\text{Ar} + ^{208}\text{Pb}$  при  $\lambda_p = 2$  МэВ

**Сечение образования испарительных остатков.** При одинаковых значениях  $E_{c.m.}$  вероятность слияния примерно в 5–10 раз больше в реакции  $^{40}\text{Ar} + ^{208}\text{Pb}$ , чем в реакции  $^{50}\text{Ti} + ^{198}\text{Pt}$  (рис. 10). Это в основном связано с большим значением  $B_{\text{fus}}^\eta$  и меньшим значением  $B_{\text{qf}}$  в случае реакции  $^{50}\text{Ti} + ^{198}\text{Pt}$ . В реакции с  $^{50}\text{Ti}$  массовая асимметрия во входном канале меньше,

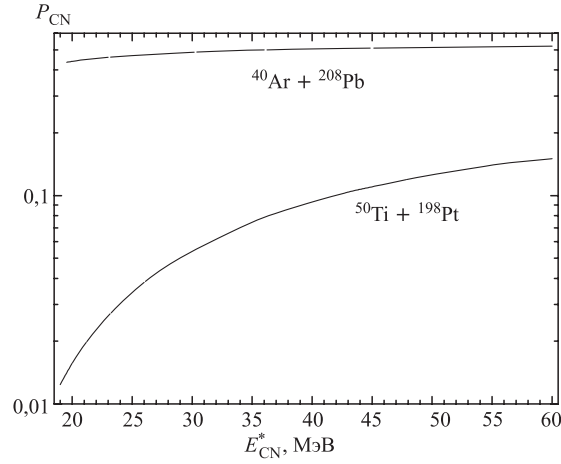


Рис. 10. Вероятности слияния как функции энергии возбуждения составного ядра в реакциях  $^{50}\text{Ti}+^{198}\text{Pt}$  и  $^{40}\text{Ar}+^{208}\text{Pb}$

чем в реакции с  $^{40}\text{Ar}$ , что приводит к меньшей вероятности слияния. В асимметричных реакциях  $^{16}\text{O}+^{233,238}\text{U}$  вероятность слияния практически равна 1.

Для проверки предложенных методов расчета вероятности захвата и сечения испарительного остатка рассмотрим реакции полного слияния  $^{16}\text{O}+^{233,238}\text{U}$ ,  $^{40}\text{Ar}+^{204,206,208}\text{Pb}$ ,  $^{48}\text{Ca}+^{172}\text{Yb}$ ,  $^{50}\text{Ti}+^{198}\text{Pt}$  (рис. 11–17), образующие нейтронно-дефицитные изотопы Th и Fm в  $xn$ -испарительных каналах. Характеристики распада изотопов Fm, получаемых в реакциях  $^{16}\text{O}+^{233,238}\text{U}$ ,  $^{40}\text{Ar}+^{204,206,208}\text{Pb}$  и  $^{50}\text{Ti}+^{198}\text{Pt}$ , очень близки к характеристикам сверхтяжелых ядер. Согласие теоретических результатов и экспериментальных данных [35–42], представленных на рис. 11, 12, 16 и 17, достаточно хорошее. Имеющиеся экспериментальные сечения [42–44] (в максимумах  $xn$ -каналов)  $\sigma_{ER}^{2n} = (2,9 \pm 0,7)$  нб,  $\sigma_{ER}^{3n} = (1,3 \pm_{0,7}^{1,3})$  нб,  $\sigma_{ER}^{4n} = (0,2 \pm_{0,1}^{0,2})$  нб для реакции  $^{40}\text{Ar}+^{206}\text{Pb}$ ,  $\sigma_{ER}^{2n} = (1,6 \pm_{0,8}^{1,6})$  нб для реакции  $^{40}\text{Ar}+^{204}\text{Pb}$  и  $\sigma_{ER}^{3n} = (59,7 \pm 7,2)$  мкб,  $\sigma_{ER}^{4n} = (86,8 \pm 6,1)$  мкб для реакции  $^{48}\text{Ca}+^{172}\text{Yb}$  сравнимы с расчетными сечениями на рис. 13–15. Теория переоценивает (недооценивает) примерно на фактор 3 сечение  $4n$  ( $6n$ )-канала в реакции  $^{16}\text{O}+^{238}\text{U}$ . Надо заметить, что в экспериментах не все испарительные каналы можно хорошо отделить друг от друга, и поэтому экспериментальные ошибки достаточно велики.

Минимальные значения энергий возбуждения  $E_{\text{CN}}^{*\text{min}}$  (энергий бомбардировки  $E_{\text{c.m.}}^{\text{min}}$ ), при которых захват ядер со всеми ориентациями становится возможным, следующие: 41,8 МэВ (83,3 МэВ), 43,7 МэВ (82,0 МэВ), 31,1 МэВ (160,3 МэВ), 31,0 МэВ (160,0 МэВ), 31,0 МэВ (159,7 МэВ), 38,1 МэВ (156,3 МэВ) и 31,4 МэВ (184,3 МэВ) в реакциях  $^{16}\text{O}+^{233}\text{U}$ ,

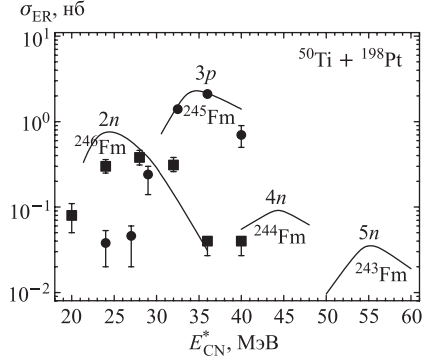


Рис. 11. Рассчитанные сечения функций возбуждения и испарительных остатков для указанных  $xn$  испарительных каналов в реакции  $^{50}\text{Ti}+^{198}\text{Pt}$ . Экспериментальные данные взяты из работы [35]

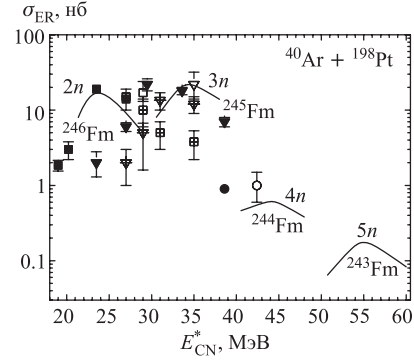


Рис. 12. То же, что и на рис. 11, но для реакции  $^{40}\text{Ar}+^{198}\text{Pt}$ . Экспериментальные данные, обозначенные черными символами, светлыми символами и символами с крестом, взяты из работ [38], [37] и [39] соответственно

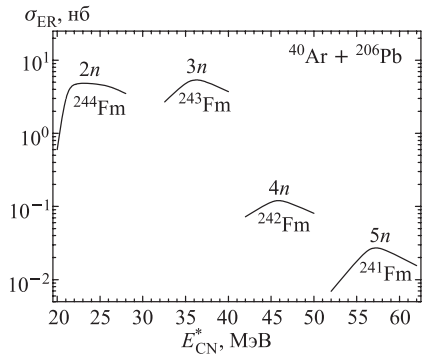


Рис. 13. То же, что и на рис. 11, но для реакции  $^{40}\text{Ar}+^{206}\text{Pb}$

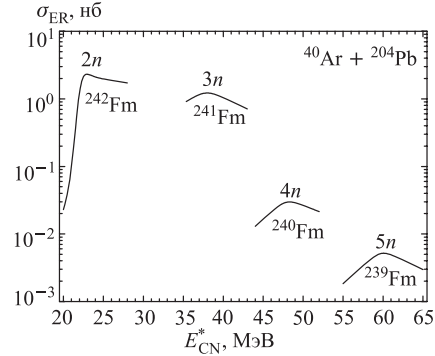


Рис. 14. То же, что и на рис. 11, но для реакции  $^{40}\text{Ar}+^{204}\text{Pb}$

$^{16}\text{O}+^{238}\text{U}$ ,  $^{40}\text{Ar}+^{204}\text{Pb}$ ,  $^{40}\text{Ar}+^{206}\text{Pb}$ ,  $^{40}\text{Ar}+^{208}\text{Pb}$ ,  $^{48}\text{Ca}+^{172}\text{Yb}$  и  $^{50}\text{Ti}+^{198}\text{Pt}$  соответственно. При  $E_{\text{c.m.}} < E_{\text{c.m.}}^{\text{min}}$  каналы  $3n$ ,  $4n$ ,  $2n$ ,  $2n$ ,  $3n$  и  $2n$  реализуются в реакциях  $^{16}\text{O}+^{233}\text{U}$ ,  $^{16}\text{O}+^{238}\text{U}$ ,  $^{40}\text{Ar}+^{204}\text{Pb}$ ,  $^{40}\text{Ar}+^{206}\text{Pb}$ ,  $^{40}\text{Ar}+^{208}\text{Pb}$ ,  $^{48}\text{Ca}+^{172}\text{Yb}$  и  $^{50}\text{Ti}+^{198}\text{Pt}$  соответственно.

Если  $xn$ -канал реализуется при  $E_{\text{c.m.}} < E_{\text{c.m.}}^{\text{min}}$ , то  $\sigma_{\text{ER}}^{xn}(E_{\text{c.m.}}) \leq \sigma_{\text{ER}}^{(x+1)n}(E_{\text{c.m.}})$  из-за сильного уменьшения сечения захвата и вероятности полного слияния, хотя  $xn$ -канал выигрывает по выживаемости составного ядра по сравнению с  $(x+1)n$ -каналом. Т.е. этот выигрыш может компен-

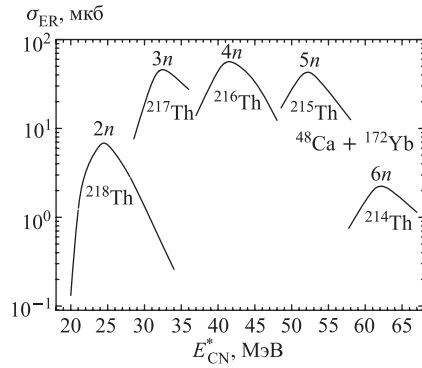


Рис. 15. То же, что и на рис. 11, но для реакции  $^{48}\text{Ca} + ^{172}\text{Yb}$

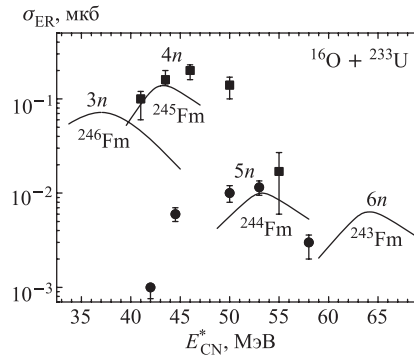


Рис. 16. То же, что и на рис. 11, но для реакции  $^{16}\text{O} + ^{233}\text{U}$ . Экспериментальные данные взяты из работы [36]

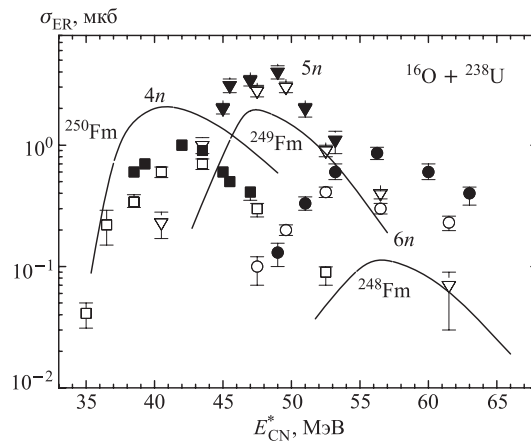


Рис. 17. То же, что и на рис. 11, но для реакции  $^{16}\text{O} + ^{238}\text{U}$ . Экспериментальные данные, обозначенные черными и светлыми символами, взяты из работ [40] и [41] соответственно

сироваться потерями в процессах захвата и полного слияния. Например, поскольку сечения захвата как функции  $E_{\text{CN}}^*$  для реакций  $^{40}\text{Ar} + ^{208}\text{Pb}$  и  $^{50}\text{Ti} + ^{198}\text{Pt}$  практически одинаковы, так как  $E_{\text{CN}}^{*\text{min}} = E_{\text{c.m.}}^{\text{min}} + Q$  и  $V(R_b, L, \Omega_P, \Omega_T)$  для них примерно совпадают, то различие отношений  $\sigma_{\text{ER}}^{2n}(E_{\text{c.m.}})/\sigma_{\text{ER}}^{3n}(E_{\text{c.m.}})$  в основном определяется сильным различием  $P_{\text{CN}}$  при меньших энергиях в этих реакциях (рис. 10).

## ВЫВОДЫ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Формализм редуцированной матрицы плотности применен для описания процесса захвата налетающего ядра ядром-мишенью. Рассмотрен диапазон энергий налетающего ядра  $\Delta E(0)$  от 0 до 50 МэВ над кулоновским барьером при значениях коэффициента трения  $\hbar\lambda_p$  от 0,5 до 3 МэВ и углового момента  $L$  от 0 до 80. Для рассмотренных параметров установлено характерное время захвата:  $\tau \approx 2,2 \hbar / \text{МэВ}$ . Показано, что координатная зависимость диффузионных коэффициентов достаточно слабая в околосбарьерной области.

Найдены оптимальные значения энергии налетающего ядра, приводящие к максимальным значениям вероятности захвата при разных значениях коэффициента трения. Исследована зависимость вероятности захвата от углового момента  $L$ . Показано существование оптимального углового момента для процесса захвата. Ограничение снизу для  $L$  в данных расчетах не наблюдается, поскольку из-за диффузии зависимости вероятности захвата от  $L$ ,  $E_{c.m.}$  и трения становятся более плавными.

Рассмотрение статической деформации ядра-мишени или налетающего ядра позволяет достаточно надежно описывать вероятность захвата при  $E_{c.m.}$  ниже кулоновского барьера для сферических ядер. С использованием найденных вероятностей захвата рассчитаны сечения испарительных остатков в реакциях  $^{16}\text{O} + ^{233}\text{U}$ ,  $^{40}\text{Ar} + ^{204,206,208}\text{Pb}$ ,  $^{48}\text{Ca} + ^{172}\text{Yb}$ ,  $^{50}\text{Ti} + ^{198}\text{Pt}$  при подбарьерных энергиях бомбардировки. Наши результаты оказываются в хорошем согласии с имеющимся экспериментальными данными.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Volkov V. V. // Phys. Rep. 1978. V. 44. P. 93.
2. Schröder W. U., Huijzen J. R. Treatise on Heavy-Ion Science, Ed. by D. A. Bromley. New York, Plenum, 1984. V. 2. P. 115.
3. Fröbrich P., Lipperheide R. Theory of Nuclear Reactions. Oxford, Clarendon, 1996.
4. Beckerman M. // Rep. Prog. Phys. 1984. V. 51. P. 1047.
5. Adamian G. G. et al. // Phys. Part. Nucl. 1994. V. 25. P. 583.
6. Jolos R. V. et al. // Eur. Phys. J. A. 1999. V. 4. P. 245;  
Giardina G. et al. // Eur. Phys. J. A. 2000. V. 8. P. 205;  
Fazio G. et al. // Eur. Phys. J. A. 2004. V. 22. P. 75.
7. Hofmann S., Münzenberg G. // Rev. Mod. Phys. 2000. V. 72. P. 733.
8. Oganessian Yu. Ts. et al. // Phys. Rev. C. 2004. V. 69. P. 021601; V. 69. P. 054607; V. 70. P. 064609; 2005. V. 72. P. 034611.
9. Morita K. et al. // J. Phys. Soc. Jpn. 2004. V. 73. P. 2593.
10. Liang J. F. et al. // Phys. Rev. C. 2007. V. 75. P. 054607;  
Sagaidak R. N. et al. // Eur. Phys. J. D. 2007. V. 45. P. 59;

- Naik R.S. et al. // Phys. Rev. C. 2007. V. 76. P. 054604;*  
*Liang J.F. et al. // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 91. P. 152701;*  
*Vinalkumar A.M. et al. // Phys. Rev. C. 2006. V. 74. P. 064612.*
11. *Dasgupta M. // Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 1998. V. 48. P. 401.*
  12. *Fröbrich P. // Phys. Rep. C. 1984. V. 116. P. 337.*
  13. *Hofmann H. // Phys. Rep. 1997. V. 284. P. 137;*  
*Hofmann H., Kiderlen D. // Int. J. Mod. Phys. E. 1998. V. 7. P. 243;*  
*Rummel C., Hofmann H. // Nucl. Phys. A. 2003. V. 727. P. 24.*
  14. *Адамян Г.Г. и др. // ТМФ. 2005. V. 145. P. 87;*  
*Капоков З. et al. // Phys. Rev. E. 2005. V. 71. P. 016121;*  
*Palchikov Yu. V. et al. // Phys. Rev. E. 2005. V. 71. P. 016122;*  
*Kalandarov Sh.A. et al. // Phys. Rev. E. 2006. V. 74. P. 011118; 2007. V. 75. P. 031115.*
  15. *Bao J.D., Zhuo Y.-Z. // Phys. Rev. C. 2003. V. 67. P. 064606.*
  16. *Ayik S. et al. // Phys. Rev. C. 2005. V. 71. P. 054611;*  
*Takigawa N. et al. // Phys. Rev. C. 2004. V. 69. P. 054605.*
  17. *Zubarev D., Morozov V., Röpke G. Statistical Mechanics of Nonequilibrium Processes (Berlin, Akademie Verlag, 1997);*  
*Weiss U. Quantum Dissipative Systems (Singapore, World Scientific, 1999);*  
*Gardiner C. W. Quantum Noise (Berlin, Springer, 1991);*  
*van Kampen N. G. Stochastic Processes in Physics and Chemistry (Amsterdam, North-Holland, 1981);*  
*Carmichael H. J. An Open System Approach to Quantum Optics (Berlin, Springer, 1993).*
  18. *Додонов В. В., Манько В. И. // Доклады ФИАН 1986. V. 167. P. 7;*  
*Dekker H. // Phys. Rep. V. 80. P. 1. 1981;*  
*Isar A. // Int. J. Mod. Phys. E. 1994. V. 3. P. 635;*  
*Adamian G. G., Antonenko N. V., Scheid W. // Phys. Lett. A. 1998. V. 244. P. 482;*  
*Phys. Lett. A. 1999. V. 260. P. 39; Nucl. Phys. A. 1999. V. 645. P. 376;*  
*Palchikov Yu. V. et al. // J. Phys. A. 2000. V. 33. 4265; Phys. A. 2002. V. 316. P. 297.*
  19. *Caldeira A. O., Leggett A. J. // Phys. A. 1983. V. 121. P. 587;*  
*Ann. Phys. 1983. V. 149. P. 374;*  
*Phys. Rev. Lett. 1981, V. 46. P. 211; 1982. V. 48. P. 1571.*
  20. *Grabert H., Schramm P., Ingold G. L. // Phys. Rep. 1988. V. 168. P. 115;*  
*Talkner P. // Ann. Phys. 1986. V. 167. P. 390.*
  21. *Sargsyan V. V. et al. // Phys. Rev. A. 2007. V. 75. P. 062115;*  
*Phys. A. 2007. V. 386. P. 36; Phys. Rev. C. 2007. V. 76. P. 064604.*
  22. *Raman S., Nestor C. W., Tikkanen P. At. Data Nucl. Data Tables. 2001. V. 78. P. 1.*
  23. *Adamian G. G. et al. // Int. J. Mod. Phys. E. 1996. V. 5. P. 191.*
  24. *Antonenko N. V. et al. // Phys. Lett. B. 1993. V. 319. P. 425;*  
*Phys. Rev. C. 1995. V. 51. P. 2635.*
  25. *Adamian G. G. et al. // Nucl. Phys. A. 1998. V. 633. P. 409; Nuovo Cimento A. 1997. V. 110. P. 1143;*

- Adamian G. G., Antonenko N. V., Scheid W.* // Nucl. Phys. A. 2000. V. 678. P. 24;  
*Adamian G. G., Antonenko N. V., Scheid W.* // Phys. Rev. C. 2004. V. 69. P. 011601(R);  
 2004. V. 69. P. 014607; 2004. V. 69. P. 044601;  
*Adamian G. G. et al.* // Phys. Rev. C. 2000. V. 62. P. 064303.
26. *Zubov A. S. et al.* // Phys. Rev. C. 2003. V. 68. P. 014616;  
 Phys. Rev. C. 2002. V. 65. P. 024308.
27. *Schmidt K. H., Morawek W.* // Rep. Prog. Phys. 1991. V. 54. P. 949;  
*Schmidt K. H. et al.* // Proc. of Symposium on Physics and Chemistry of Fission  
 (IAEA, Vienna, 1980), P. 409.
28. *Adamian G. G., Jolos R. V., Nasirov A. K.* // Physics of Atomic Nuclei. 1992. V. 55.  
 P. 366;  
*Adamian G. G. et al.* // Nucl. Phys. A. 1993. V. 551 P. 321.
29. *Adamian G. G., Antonenko N. V., Scheid W.* // Phys. Rev. C. 2003. V. 68. P. 034601.
30. *Cherepanov E. A., Iljinov A. S., Mebel M. V.* // J. Phys. G. 1983. V. 9. P. 931;  
*Cherepanov E. A.* // Proc. Int. Symp. on In-Beam Nuclear Spectroscopy (Debrecen,  
 1984), P. 499;  
*Cherepanov E. A., Iljinov A. S.* // Nucleonika 1980. V. 25. P. 611;  
*Cherepanov E. A.* Preprint JINR, 1999, E7-99-27.
31. *Gilat J.* // Phys. Rev. C. 1970. V. 1. P. 1432;  
*Grusha O. V. et al.* // Phys. Rev. C. 1984. V. 429. P. 313;  
*Груша О. В., Иванова С. П., Шубин Ю. Н.* // ВАЯТ, Ядерные константы 1987. V. 1.  
 P. 36.
32. *Vandenbosch R., Huizenga J. R.* Nuclear Fission (Academic Press, New York, 1973);  
*Игнатюк А.* Статистические свойства возбужденных атомных ядер (Энергоатом-  
 издат, Москва, 1983);  
*Iljinov A. S. et al.* // Nucl. Phys. A. 1992. V. 543. P. 517;  
*Барашенков В. С., Тонеев В. Д.* Взаимодействие высокоэнергетических частиц и  
 атомных ядер с ядрами Москва.: Атомиздат, 1972.
33. *Sierk A. J.* // Phys. Rev. C. 1986. V. 33. P. 2039.
34. *Möller P., Nix R.* // At. Data Nucl. Data Tables. 1988. V. 39. P. 213.
35. *Hessberger F. P.* // Eur. Phys. J. D. 2007. V. 45. P. 33.
36. *Nurmi M. et al.* // Phys. Lett. B. 1967. V. 26. P. 78.
37. *Münzenberg G. et al.* // Z. Phys. A. 1981. V. 302. P. 7.
38. *Čagarda P., Ph.D.* Thesis, Comenius University, Bratislava, 2002.
39. *Hessberger F. P. et al.* GSI Scientific Report, 1986, GSI 87-1, P. 17.
40. *Акапьев Г. Н. и др.* // АЭ. 1966. V. 21. P. 243.
41. *Nishio K. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 93. P. 162701.
42. *Gäggeler H. W. et al.* // Z. Phys. A. 1984. V. 316. P. 291.
43. *Ter-Akopian G. M. et al.* // Nucl. Phys. A. 1975. V. 255. P. 509.
44. *Sahm C.-C. et al.* // Nucl. Phys. A. 1985. V. 441. P. 316.

Получено 27 февраля 2008 г.



Редактор *М. И. Зарубина*

Подписано в печать 31.03.2008.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 1,56. Уч.-изд. л. 1,83. Тираж 350 экз. Заказ № 56124.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований  
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: [publish@jinr.ru](mailto:publish@jinr.ru)

[www.jinr.ru/publish/](http://www.jinr.ru/publish/)