



ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

УДК 539.172.17

Исследование возможности замораживания некоторых степеней свободы системы при расчете процесса столкновения атомных ядер

В. Л. Литневский, Ф. А. Иванюк, Г. И. Косенко

Литневский Владимир Леонидович, кандидат физико-математических наук, доцент кафедры физики и химии, Омский государственный университет путей сообщения, vlad.lit@bk.ru

Иванюк Федор Алексеевич, доктор физико-математических наук, заведующий отделом теории ядра, Институт ядерных исследований Национальной Академии наук Украины, Киев, ivanyuk@kinr.kiev.ua

Косенко Григорий Иванович, доктор физико-математических наук, профессор кафедры физико-математических дисциплин, Военная академия материально-технического обеспечения имени генерала армии А. В. Хрулёва (Омский автобронетанковый инженерный институт), kosenkophys@gmail.com

Рассматривается процесс столкновения атомных ядер в реакциях горячего синтеза $^{36}\text{S} + ^{238}\text{U}$ и $^{64}\text{Ni} + ^{238}\text{U}$. Для моделирования данного процесса используется динамическая стохастическая модель, в которой учитывается оболочечная структура сталкивающихся ядер и их взаимная ориентация в пространстве. Обсуждается вопрос о возможности замораживания части степеней свободы системы. Показано, что относительно тяжелое, деформированное в основном состоянии ядро-мишень слабо меняет свою деформацию и ориентацию в пространстве на протяжении эволюции системы вплоть до перехода через кулоновский барьер. Таким образом, запрет эволюции данных степеней свободы системы не оказывает существенного влияния на результаты моделирования, а именно на сечения перехода системы через кулоновский барьер и на соответствующее значение расстояния между центрами масс сталкивающихся ядер в момент перехода. Результаты моделирования сопоставляются с экспериментальными данными по сечениям захвата ядра-снаряда ядром-мишенью. Выбор рассматриваемых реакций позволяет судить о влиянии массы ядра-снаряда на результаты расчетов, а также обобщить полученные в работе результаты на широкий круг реакций с соотношением масс сталкивающихся ядер, лежащих в диапазоне от 0.15, до 0.27. Большая часть реакций, используемых в настоящее время для синтеза сверх тяжелых элементов, находится в данном диапазоне.

Ключевые слова: столкновение атомных ядер, уравнения Ланжевена, коллективные координаты.

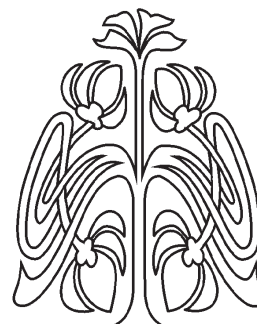
Поступила в редакцию: 25.04.2020 / Принята: 21.05.2020 / Опубликовано: 31.08.2020

Статья опубликована на условиях лицензии Creative Commons Attribution License (CC-BY 4.0)

DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2020-20-3-233-242>

Введение

Изучению реакции слияния–деления тяжелых ионов посвящено большое количество теоретических и экспериментальных работ, например [1–5]. Это связано в первую очередь с тем, что данные ре-



НАУЧНЫЙ
ОТДЕЛ





акции позволяют получать сверхтяжелые ядра или экзотические изотопы, лежащие вдали от линии бета-стабильности. Для описания данных реакций необходимо уметь описывать процесс столкновения исходных ядер. Данному вопросу посвящены, например, работы [6–9]. Причем точность описания входного канала влияет на качество всех последующих результатов моделирования [10]. В последнее время появился ряд работ, например, [9, 11, 12], стремящихся учесть при расчете взаимодействия сталкивающихся атомных ядер, их всевозможные деформации и ориентации. Например, в работе [9] учитываются 7 параметров формы системы. Вместе с тем увеличение количества учитываемых параметров формы системы (увеличение размерности пространства коллективных координат системы) плохо сказывается на скорости и сложности осуществления выполнения динамических расчетов. Так, в рассматриваемой модели время компьютерного расчета может достигать нескольких суток (в зависимости от энергии реакции). Поэтому актуален поиск таких приближений, которые позволяли бы учитывать большое количество степеней свободы системы, но не приводили бы к существенному усложнению процесса моделирования.

В настоящей работе изучается вопрос о возможности замораживания некоторых степеней свободы системы взаимодействующих ядер. Результаты приближенных расчетов сопоставляются экспериментальными данными [1] и с результатами полноценных расчетов процесса столкновения сферического в основном состоянии ядра-снаряда (например ^{36}S или ^{64}Ni) с вытянутым ядром-мишенью (^{238}U). Выбранные реакции сильно отличаются соотношением масс сталкивающихся ядер. Изучение данных реакций позволит судить о влиянии массы ядра снаряда на результат моделирования процесса столкновения атомных ядер.

Модель

В рассматриваемой модели [13, 14] производится описание входного канала реакций слияния – деления, а именно процесс сближения и столкновения ядра-снаряда и ядра-мишени.

Основными результатами моделирования входного канала реакций слияния – деления являются сечение захвата ядра-снаряда ядром-мишенью (сечение перехода системы через кулоновский барьер) и распределение значений

расстояний между центрами масс сталкивающихся ядер в момент захвата [10]. Данные характеристики систем будут проанализированы в настоящей работе.

В рассматриваемых реакциях ядро-снаряд имеет в начальный момент времени (в основном состоянии) сферическую форму. Оно налетает на деформированное в основном состоянии ядро-мишень. Для того чтобы задать форму такой системы (рис. 1), необходимо использовать хотя бы четыре параметра (четыре коллективных координаты). Параметр r задает расстояние между центрами масс сталкивающихся ядер, параметры α_t и α_p описывают деформации взаимодействующих ядер [15], ориентационный параметр θ_t определяется как угол между осью симметрии деформированного ядра и линией, соединяющей центры масс сталкивающихся ядер.

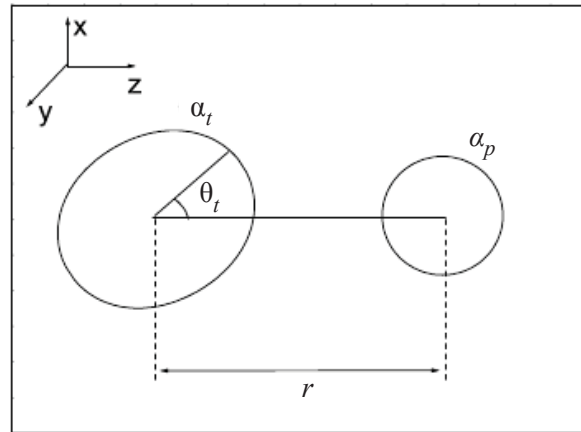


Рис. 1. Форма системы во входном канале реакции
Fig. 1. Shape of the system in the entrance channel

Эволюция коллективных координат системы q ($q \equiv r, \alpha_p, \alpha_t, \theta_t$) и соответствующих им импульсов p описывается с помощью динамических уравнений Ланжевена [6, 7, 10], содержащих стохастическое слагаемое (случайную силу):

$$\dot{q}_\beta = \mu_{\beta\nu} p_\nu, \quad (1)$$

$$\dot{p}_\beta = K_\beta - \frac{1}{2} p_\nu p_\eta \frac{\partial \mu_{\eta\nu}}{\partial q_\beta} - \gamma_{\beta\nu} \mu_{\eta\nu} p_\eta + \theta_{\beta\nu} \xi_\nu.$$

По повторяющимся индексам ν и η здесь подразумевается суммирование, $\gamma_{\beta\nu}$ – компоненты фрикционного тензора системы γ ; $\mu_{\beta\nu}$ и $\mu_{\eta\nu}$ – компоненты тензора μ , обратного тензору инерции m ; K_β – консервативная сила, которую можно определить как [16]:



$$K_{\beta} = - \left[\frac{\partial (V_{Coul} + V_{GK} + V_{rot})}{\partial q_{\beta}} + \frac{\partial (F_{def}^i + F_{def}^p)}{\partial q_{\beta}} \right]. \quad (2)$$

Здесь первое слагаемое описывает силу, обусловленную кулоновским (V_{Coul}) и ядерным (V_{GK}) взаимодействиями сталкивающихся ядер, а также вращением системы; второе слагаемое описывает консервативную силу, возникающую во взаимодействующих атомных ядрах, каждое из которых рассматривается как термодинамическая система. Данная консервативная сила определяется термодинамическим потенциалом каждого из ядер, а именно их свободной энергии Гельмгольца: $F = E - TS$. Свободную энергию вычисляем в рамках метода оболочечных поправок [17,18]:

$$F(q, T) = F_{LDM}(q, T) + \delta E(T=0) \cdot \exp(-aT^2 / E_d). \quad (3)$$

Здесь $E_d = 20$ МэВ, T – температура системы, определяемая из модели ферми-газа соотношением $T = \sqrt{E^* / a}$, где a – параметр плотности уровней [19], а E^* – энергия возбуждения каждого из сталкивающихся ядер.

Макроскопическая часть свободной энергии $F_{LDM}(q, T)$ в соответствии с [16] определяется исходя из соотношения

$$F_{LDM}(q, T) = E_{LDM}(q) - \tilde{a} T^2. \quad (4)$$

Таким образом, конечное выражение для $F(q, T)$ принимает вид:

$$F(q, T) = E_{LDM}(q) - \tilde{a} T^2 + \delta E(T=0) \exp(-aT^2 / E_d). \quad (5)$$

Для параметров плотности уровней a и \tilde{a} мы использовали, соответственно, выражения (4) и (5) из [19]. При проведении расчетов мы считаем, что энергия возбуждения E^* системы делится между ядрами пропорционально числу содержащихся в них нуклонов, т.е. температура обоих ядер одинакова. Суммарная энергия возбуждения определяется на каждом шаге интегрирования уравнений Ланжевена (1), исходя из требования выполнения закона сохранения энергии:

$$E_{c.m.} - \frac{1}{2} p_{\eta} p_{\nu} \mu_{\eta\nu} - V_{pot} = E^*. \quad (6)$$

Потенциальная энергия системы V_{pot} учитывает кулоновское и ядерное взаимодействия сталкивающихся ядер, вращательную энергию системы, а также деформационную энергию E_{def} каждого из ядер, рассчитанную с учетом ядерной оболочечной структуры [15, 17, 18]:

$$V_{pot} = V_{Coul} + V_{GK} + V_{rot} + E_{def}^i(T=0) + E_{def}^p(T=0). \quad (7)$$

Слагаемое $\theta_{\beta\nu} \xi_{\nu}$, входящее в уравнение (1), выполняет роль случайной силы, которая обеспечивает переход энергии от одночастичных степеней свободы системы к коллективным. Обратный переход энергии обеспечивается наличием в уравнениях фрикционного тензора. Фактически случайная сила описывает флуктуации в системе. Случайное число ξ_{ν} имеет следующие свойства:

$$\begin{aligned} < \xi_{\nu} > = 0, \\ < \xi_{\beta}(t_1) \xi_{\nu}(t_2) > = 2 \delta_{\beta\nu} \delta(t_1 - t_2). \end{aligned} \quad (8)$$

Амплитуда случайной силы $\theta_{\beta\nu}$ связана с диффузионным тензором $D_{\beta\nu}$, который рассчитывается с помощью модифицированного соотношения Эйнштейна $D_{\beta\nu} = T^* \gamma_{\beta\nu}$, где T^* – эффективная температура, связанная с температурой системы T и с параметром локальной частоты коллективного движения ϖ соотношением [20]

$$T^* = \frac{\hbar \varpi}{2} \coth \frac{\hbar \varpi}{2T}, \quad (9)$$

где $\varpi = 2$ МэВ.

При описании энергии кулоновского отталкивания сталкивающихся ядер используется выражение

$$V_{Coul} = \frac{9 Z_i Z_p e^2}{r_0^6 \cdot 32 \pi^2 A_i A_p} \iint \frac{1}{\sigma} dV_i dV_p, \quad (10)$$

в котором предполагается, что ядра имеют резкий край (не учитывается диффузность ядерной поверхности), а протоны распределены по объему ядра равномерно. Интегрирование производится по объемам обоих взаимодействующих ядер. В ряде случаев выражение (10) может быть сведено к двум поверхностным интегралам [21].

За притяжение атомных ядер ответственно ядерное взаимодействие. Выбору вида ядерного взаимодействия посвящено большое количество работ [7, 12, 22]. В настоящей работе мы пользуемся выражением [12]

$$V_{GK} = \frac{1}{2} \left(\int V_i(\vec{r} - \vec{r}'', \alpha_i, \theta_i) \cdot \rho_p(\vec{r}'', \alpha_p) d\vec{r}'' + \int V_p(\vec{r} - \vec{r}'', \alpha_p) \cdot \rho_i(\vec{r}'', \alpha_i, \theta_i) d\vec{r}'' \right), \quad (11)$$

где в первом слагаемом интегрирование ведется по объему ядра снаряда, а во втором – по объему ядра мишени; $\rho_{i,p}$ – плотность соответствующего ядра (по объему которого ведется интегрирова-



ние); $V_{t,p}$ – потенциал взаимодействия нуклонов этого ядра с ближайшей точкой поверхности второго ядра. Величина $V_{t,p}$ записывается в форме потенциала Вудса – Саксона:

$$V_t(\vec{r}, \alpha_t, \theta_t) = V_g \left[1 + \exp \left(\frac{r - R_t^V(\alpha_t, x', y', z')}{a_g} \right) \right]^{-1}, \quad (12)$$

$$V_p(\vec{r}, \alpha_p) = V_g \left[1 + \exp \left(\frac{r - R_p^V(\alpha_p, z)}{a_g} \right) \right]^{-1}. \quad (13)$$

Параметры потенциала V_g и a_g определяются в работах [6, 7]. Величины R_t^V и R_p^V представляют собой расстояния от центра масс соответствующего ядра до точки на его поверхности, имеющей либо декартовы координаты (x', y', z') для произвольно ориентированного в пространстве деформированного ядра-мишени, либо цилиндрические координаты (ρ, φ, z) для сферического в основном состоянии ядра-снаряда:

$$R_t^V(\alpha_t, x', y', z') = 1.25 \cdot A_t^{1/3} \cdot \sqrt{x'^2 + y'^2 + z'^2}, \quad (14)$$

$$R_p^V(\alpha_p, z) = 1.25 \cdot A_p^{1/3} \cdot \sqrt{\rho^2(\alpha_p, z) + z^2}. \quad (15)$$

Плотность ядерного вещества (нуклонов) каждого из ядер определяется формулами:

$$\rho_t(\vec{r}, \alpha_t, \theta_t) = \rho_0 \left[1 + \exp \left(\frac{r - R_t^p(\alpha_t, x', y', z')}{a_d} \right) \right]^{-1}, \quad (16)$$

$$\rho_p(\vec{r}, \alpha_p) = \rho_0 \left[1 + \exp \left(\frac{r - R_p^p(\alpha_p, z)}{a_d} \right) \right]^{-1}, \quad (17)$$

где $\rho_0 = 0.17 \text{ фм}^{-3}$ и параметр, описывающий диффузность ядерной поверхности, $a_d = 0.54 \text{ фм}$,

$$R_t^p(\alpha_t, x', y', z') = (1.25 \cdot A_t^{1/3} - 0.86 A_t^{-1/3}) \sqrt{x'^2 + y'^2 + z'^2}, \quad (18)$$

$$R_p^p(\alpha_p, z) = (1.25 \cdot A_p^{1/3} - 0.86 A_p^{-1/3}) \sqrt{\rho^2(\alpha_p, z) + z^2}. \quad (19)$$

При расчете потенциальной энергии системы, состоящей из двух сталкивающихся ядер, кроме энергий кулоновского и ядерного взаимодействий необходимо учитывать также деформационную энергию каждого из ядер (рис. 2).

Вращательная энергия системы зависит от углового момента системы L , приведенной массы системы M , от расстояния между центрами масс

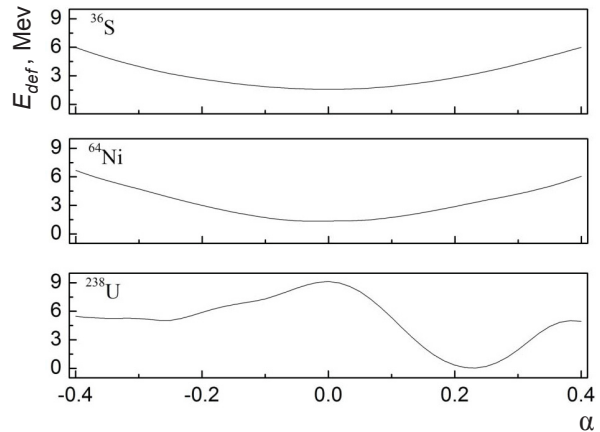


Рис. 2. Зависимость потенциальной энергии рассматриваемых ядер от их деформационного параметра α
 Fig. 2. Dependence of the potential energy of the nuclei under consideration on their deformation parameter α

сталкивающихся ядер r , от моментов инерции каждого из сталкивающихся ядер J_t и J_p , при расчете которых предполагается, что атомные ядра можно рассматривать как вращающиеся твердые тела (твердотельное приближение [23]). В конечном итоге, вращательная энергия системы рассчитывается по формуле

$$V_{rot} = \frac{1}{2} \hbar^2 L^2 / (Mr^2 + J_t + J_p). \quad (20)$$

Деформационная энергия атомных ядер при нулевой температуре определяется как энергия деформации в модели жидкой капли плюс оболочечная поправка:

$$E_{def}(q, T = 0) = E_{LDM}^{(def)}(q) + \delta E(q, T = 0). \quad (21)$$

Макроскопическая часть данной энергии ($E_{LDM}^{(def)}$) рассчитана в модели жидкой капли, микроскопическая часть (δE) получена с помощью метода оболочечных поправок Струтинского [17]. Из рис. 2 можно видеть, что ядра-снаряды имеют в основном состоянии сферическую форму (минимум энергии соответствует значению параметра деформации $\alpha = 0$), а ядро-мишень в основном состоянии является деформированным ($\alpha = 0.227$). Таким образом, используемый нами метод расчета деформационной энергии сталкивающихся ядер позволяет учитывать начальные деформации сталкивающихся ядер, что существенно влияет на качество моделирования входного канала [24]. Кроме того, потенциал ядра ^{238}U является жестким, т. е. для деформации данного ядра необходимо затратить достаточно большую энергию.



Параметры системы являются независимыми, поэтому тензор инерции имеет диагональный вид:

$$m = \begin{pmatrix} m_{at} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & m_{ap} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & M & 0 \\ 0 & 0 & 0 & J_t \end{pmatrix}. \quad (22)$$

Две из его компонент описывают инерцию ядра-мишени (m_{at}) и ядра-снаряда (m_{ap}) по отношению к их деформациям. Инерция системы по отношению к радиальному движению описывается приведенной массой системы M . Инерция ядра-мишени по отношению к изменению его ориентации в пространстве описывается моментом инерции J_t . Фрикционный тензор системы также является диагональным:

$$\gamma = \begin{pmatrix} \gamma_{at} + \gamma_{at}^{nucl} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \gamma_{ap} + \gamma_{ap}^{nucl} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \gamma_r & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \gamma_{\theta t} \end{pmatrix}. \quad (23)$$

Его компоненты γ_{at} , γ_{ap} , γ_r и $\gamma_{\theta t}$ рассчитываются в модели поверхностного трения [6]. Компоненты тензоров (21) и (22), ответственные за внутриядерные процессы, происходящие при деформации сталкивающихся ядер (m_{at} и m_{ap} для инерционного тензора, а также γ_{at}^{nucl} и γ_{ap}^{nucl} для фрикционного тензора) рассчитываются в теории линейного отклика и локального гармонического приближения [25].

Результаты и их обсуждение

Основную роль при моделировании процесса столкновения атомных ядер играет зависимость потенциальной энергии системы от параметров ее формы.

Зависимость потенциальной энергии системы (энергии взаимодействия) от параметров деформации системы представлена на рис. 3. Анализируя рис. 3, а, можно прийти к выводу о том, что ядро-снаряд начнет деформироваться задолго до пересечения кулоновского барьера. На сравнительно большом расстоянии от кулоновского барьера (когда действуют только силы кулоновского отталкивания) оказывается выгодной немного сплюснутая форма ядра-снаряда. Далее, по мере включения ядерных сил, становится выгодной вытянутая форма налетающего ядра. Таким образом, форма ядра-снаряда в момент перехода через

потенциальный барьер определяется скоростью подлета ядра к барьеру. При высокой энергии реакции ядро будет быстро подходить к барьеру и в момент перехода останется сплюснутым. В противном случае, при низкой скорости радиального движения, ядро-снаряд успеет приобрести сферическую или даже вытянутую форму до момента перехода через барьер.

На рис. 3, б представлена зависимость потенциальной энергии сталкивающихся ядер от расстояния между их центрами масс и деформации ядра-мишени. При фиксированном значении параметра $R_{c.m.}$ (при $R_{c.m.} > 15$ фм) хорошо прослеживается минимум потенциальной энергии, соответствующий значению параметра $\alpha_t \approx 0.227$ (основное состояние ядра-мишени). Это означает, что ядро-мишень практически не будет менять свою форму до тех пор, пока система не приблизится к потенциальному барьеру. По мере продвижения за кулоновский барьер интенсивность взаимодействия сталкивающихся ядер увеличивается, соответственно в системе начинают действовать силы, способные изменить форму сталкивающихся ядер. За кулоновским барьером энергетически выгодными становятся более вытянутые формы ядер.

Зависимость потенциальной энергии системы (энергии взаимодействия) от параметров θ_t и $R_{c.m.}$ приведена на рис. 3, в. Видно, что до достижения системой вершины кулоновского барьера (штриховая линия), ориентационная зависимость потенциальной энергии системы является достаточно слабой, т. е. ядро-мишень сохраняет свою начальную ориентацию практически неизменной. После перехода через кулоновский барьер и вплоть до линии геометрического касания ядер (пунктирная линия) энергетически выгодными являются ориентации с малыми значениями параметра θ_t .

Таким образом, из анализа вида карты потенциальной энергии можно прийти к выводу, что при рассмотрении процесса столкновения атомных ядер только до момента пересечения ими кулоновского барьера изменение ориентации и деформации ядра-мишени будет минимальным в отличие от изменения деформации ядра-снаряда.

Основными результатами, которые нужно получить при моделировании процесса столкновения атомных ядер, являются сечение перехода системы через кулоновский барьер и расстояние между центрами масс сталкивающихся ядер в момент перехода [10].

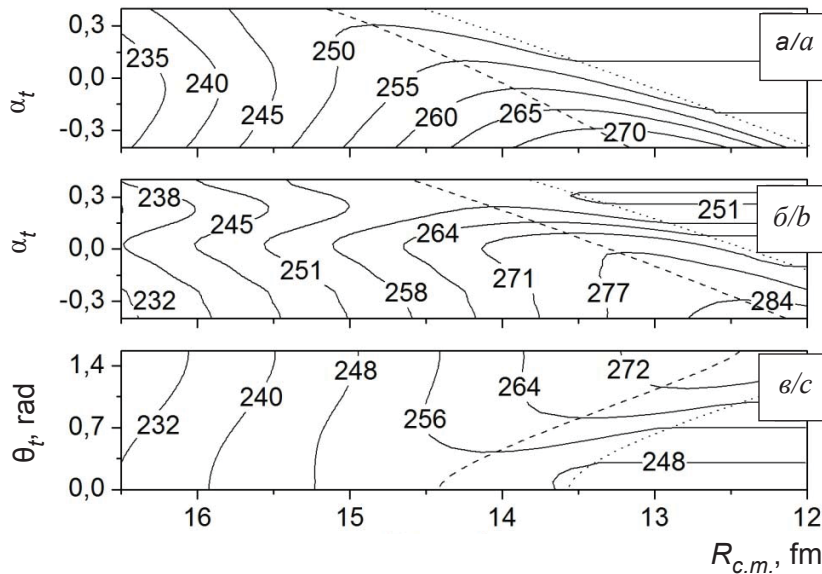


Рис. 3. Зависимость потенциальной энергии системы двух сталкивающихся ядер ($^{64}\text{Ni} + ^{238}\text{U}$) от расстояния между их центрами масс; *a* – деформации ядра-снаряда (ядро-мишень ориентировано под углом 30 градусов к линии, соединяющей центры масс сталкивающихся ядер, и имеет деформацию, соответствующую его форме в основном состоянии ($\alpha_t \approx 0.22$)); *б* – деформации ядра-мишени (ядро-мишень ориентировано под углом 30 градусов к линии, соединяющей центры масс сталкивающихся ядер, ядро-снаряд является сферическим); *в* – ориентации деформированного ядра-мишени (деформации обоих ядер зафиксированы и соответствуют их деформациям в основном состоянии)

Fig. 3. Dependence of the potential energy of the system of two colliding nuclei ($^{64}\text{Ni} + ^{238}\text{U}$) on the distance between their centers of mass; *a* – deformation of the projectile nucleus (the target nucleus is oriented at an angle of 30 degrees to the line connecting the centers of mass of the colliding nuclei, and has a deformation that corresponds to its form in the ground state ($\alpha_t \approx 0.22$)); *b* – deformation of the target nucleus (the target nucleus is oriented at an angle of 30 degrees to the line connecting the centers of mass of the colliding nuclei, the projectile nucleus is spherical); *c* – orientations of the deformed target nuclei (deformations of both nuclei are fixed and correspond to their deformations in the ground state)

Сечение перехода системы через кулоновский барьер зависит от вероятности P соответствующего процесса:

$$\sigma = \frac{\pi}{k^2} \sum_L (2L + 1) P(L), \quad (24)$$

где $k^2 = 2ME_{c.m.}/\hbar^2$.

Мы провели моделирование процесса столкновения атомных ядер с фиксированными значениями тех или иных параметров системы. В частности, кроме полноценного (когда все параметры могут меняться со временем) расчета, мы производим расчеты: с фиксированной деформацией ядра-снаряда; с фиксированной деформацией ядра-мишени; с фиксированной ориентацией ядра-мишени; с фиксированными деформацией и ориентацией ядра-мишени. Сравнивая полученные результаты между собой, мы

увидим, возможно ли упрощение расчета путем наложения ограничений на возможность эволюции некоторых параметров.

В таблице приведена зависимость сечения перехода системы через кулоновский барьер от энергии реакции. Хорошо видно, что расчет с фиксированной деформацией ядра-снаряда (α_p) дает завышенные значения сечений, в то время как результаты всех остальных расчетов практически не отличаются от результатов полноценного расчета. Результаты моделирования достаточно неплохо согласуются с экспериментальными данными [1].

На рис. 4 представлены распределения событий перехода через кулоновский барьер по расстояниям между центрами масс сталкивающихся ядер. Приведены результаты моделирования с фиксированной деформацией ядра-снаряда с одновременно фиксированными значениями пара-



Сечения перехода системы, полученной в реакциях $^{64}\text{Ni} + ^{238}\text{U}$ и $^{36}\text{S} + ^{238}\text{U}$, через кулоновский барьер. Приведены результаты расчетов, проведенных при условии замораживания значений одного (α_p , α_t или θ_t) или двух (α_t и θ_t) параметров, а также результаты полноценных расчетов и экспериментальные данные [1]

Table. Cross sections of transition of the system, obtained in the $^{64}\text{Ni} + ^{238}\text{U}$ and $^{36}\text{S} + ^{238}\text{U}$ reactions, through the Coulomb barrier. The results of calculations performed under the condition of freezing the values of one (α_p , α_t or θ_t) or two (α_t и θ_t) parameters, also the results of full calculations and experimental data are presented

$E_{c.m.}$, MeV	$\sigma_{\alpha p}$	$\sigma_{\alpha t}$	$\sigma_{\theta t}$	$\sigma_{\alpha t, \theta t}$	Полный расчет / Full calculation	Экспериментальные данные [1] / Experimental data [1]	Реакция / Reaction
259.6	1.21	0.74	0.62	0.68	0.44	0.91	$^{64}\text{Ni} + ^{238}\text{U}$
269.8	15.49	9.97	9.20	9.42	6.97	4.7	
281.5	65.98	45.9	49.9	48.7	41.4	33.2	
300.5	219.5	220.2	226.3	227.5	219.8	117.1	
149.4	10.86	10.27	10.12	9.82	9.67	10	$^{36}\text{S} + ^{238}\text{U}$
155.1	73.58	68.69	68.72	68.82	66.69	45.49	
160.8	219.2	204.9	205.4	206.9	204.1	206.9	
171.2	688.8	669.2	668.5	678.4	658.2	367.95	

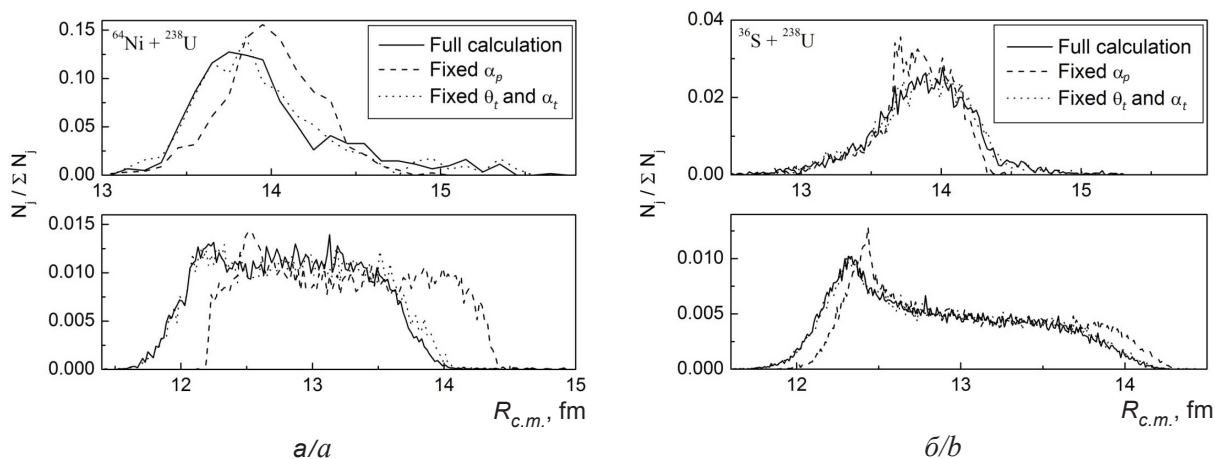


Рис. 4. Распределения событий перехода через кулоновский барьер по расстояниям между центрами масс сталкивающихся ядер $L = 0$: а – $E_{c.m.} = 259.6$ МэВ (сверху) и $E_{c.m.} = 300.5$ МэВ (снизу); б – $E_{c.m.} = 149.4$ МэВ (сверху) и $E_{c.m.} = 171.2$ МэВ (снизу)

Fig. 4. Distribution of Coulomb barrier transition events by the distances between the centers of mass of colliding nuclei $L = 0$: а – $E_{c.m.} = 259.6$ MeV (top) and $E_{c.m.} = 300.5$ MeV (bottom); б – $E_{c.m.} = 149.4$ MeV (top) and $E_{c.m.} = 171.2$ MeV (bottom)

метров деформации и ориентации ядра-снаряда и полноценного расчета. Хорошо видно, что расчет с фиксированной деформацией ядра-снаряда (прерывистая линия) во всех рассмотренных случаях явно отличается от практически сливающихся результатов всех остальных расчетов. Следует заметить, что данное отличие зависит от энергии реакции и массы ядра-снаряда. Понятно, что чем тяжелее масса ядра снаряда, тем сильнее его деформация влияет на процесс столкновения.

Заключение

Анализируя результаты, полученные в настоящей работе, можно прийти к выводу, что

пренебрежение возможностью изменения параметров деформации и ориентации в пространстве ядра-мишени, в случае достаточно тяжелого ядра-мишени, а также в случае, если оно имеет достаточно жесткий потенциал (см. рис. 2), приводит к физически обоснованным результатам, мало отличающимся от результатов полноценного расчета. Причем, чем легче налетающее ядро, тем эти отличия меньше. В то же время подобное приближение приводит к существенному упрощению расчета и, соответственно, к уменьшению времени выполнения расчета на компьютере за счет уменьшения количества уравнений Ланжевена (1), требующих численного интегрирования. Так,



в описанной модели, замораживание двух из четырех степеней свободы привело к двукратному уменьшению времени выполнения динамического расчета на компьютере.

Список литературы

1. Kozulin E. M., Knyazheva G. N., Novikov K. V., Itkis I. M., Itkis M. G., Dmitriev S. N., Oganessian Yu. Ts., Bogachev A. A., Kozulina N. I., Harca I., Trzaska W. H., Ghosh T. K. Fission and quasifission of composite systems with $Z = 108-120$: Transition from heavy-ion reactions involving S and Ca to Ti and Ni ions // Phys. Rev. C. 2016. Vol. 94. P. 054613. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.94.054613>
2. Nishio K., Ikezoe H., Mitsuoka S., Nishinaka I., Nagame Y., Watanabe Y., Ohtsuki T., Hirose K., Hofmann S. Effects of nuclear orientation on the mass distribution of fission fragments in the reaction of $^{36}\text{S}+^{238}\text{U}$ // Phys. Rev. C. 2008. Vol. 77. P. 064607. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.77.064607>
3. Dvorak J., Brüchle W., Chelnokov M., Dressler R., Düllmann Ch. E., Eberhardt K., Gorshkov V., Jäger E., Krücken R., Kuznetsov A., Nagame Y., Nebel F., Novackova Z., Qin Z., Schädel M., Schausten B., Schimpf E., Semchenkov A., Thörle P., Türler A., Węgrzecki M., Wiercinski B., Yakushev A., Yeremin A. Doubly Magic Nucleus ^{270}Hs // PRL. 2006. Vol. 97. P. 242501. DOI: [10.1103/PhysRevLett.97.242501](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.97.242501)
4. Karpov A. V., Saiko V. V. Modeling near-barrier collisions of heavy ions based on a Langevin-type approach // Phys. Rev. C. 2018. Vol. 96. P. 024618. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.96.024618>
5. Adamian G. G., Antonenko N. V., Lenske H., Malov L. A. Predictions of identification and production of new super-heavy nuclei with $Z=119$ and 120 // Phys. Rev. C. 2020. Vol. 101. P. 034301. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.101.034301>
6. Fröbrich P. Fusion and capture of heavy ions above the barrier : analysis of experimental data with the surface friction model // Phys. Rep. 1984. Vol. 116. P. 337-400. DOI: [https://doi.org/10.1016/0370-1573\(84\)90162-5](https://doi.org/10.1016/0370-1573(84)90162-5)
7. Marten J., Fröbrich P. Langevin description of heavy-ion collisions within the surface friction model // Nucl. Phys. A. 1992. Vol. 545. P. 854-870. DOI: [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(92\)90533-P](https://doi.org/10.1016/0375-9474(92)90533-P)
8. Волков В. В. Процесс полного слияния атомных ядер. Слияние ядер в рамках концепции двойной ядерной системы // ЭЧАЯ. 2004. Т. 35. С. 796-857.
9. Saiko V. V., Karpov A. V. Analysis of multinucleon transfer reactions with spherical and statically deformed nuclei using a Langevin-type approach // Phys. Rev. C. 2019. Vol. 99. P. 014613. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.99.014613>
10. Litnevsky V. L., Kosenko G. I., Ivanyuk F. A., Chiba S. Description of the mass-asymmetric fission of the Pt isotopes, obtained in the reaction $^{36}\text{Ar}+^{142}\text{Nd}$ within the two-stage fusion-fission model // Phys. Rev. C. 2019. Vol. 99. P. 054624. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.99.054624>
11. Davydovska O. I., Denisov V. Yu., Nesterov V. A. Comparison of the nucleus-nucleus potential evaluated in the double-folding and energy density approximations and the cross-sections of elastic scattering and fusion of heavy ions // Nucl. Phys. A. 2019. Vol. 989. P. 214-230. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2019.06.004>
12. Ismail M., Ellithi A. Y., Botros M. M., Mellik A. E. Azimuthal angle dependence of Coulomb and nuclear interactions between two deformed nuclei // Phys. Rev. C. 2007. Vol. 75. P. 064610. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.75.064610>
13. Литневский В. Л., Косенко Г. И., Иванюк Ф. А. Учет туннельного эффекта во входном канале реакций слияния-деления // ЯФ. 2016. Т. 79, № 3. С. 236-244.
14. Litnevsky V. L., Kosenko G. I., Ivanyuk F. A., Pashkevich V. V. Description of synthesis of super-heavy elements within the multidimensional stochastic model // Phys. Rev. C. 2014. Vol. 89. P. 034626. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.89.034626>
15. Pashkevich V. V. On the asymmetric deformation of fissioning nuclei // Nucl. Phys. A. Vol. 169. P. 275-293. DOI: [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(71\)90884-0](https://doi.org/10.1016/0375-9474(71)90884-0)
16. Адеев Г. Д., Карпов А. В., Надточий П. Н., Ванин Д. В. Многомерный стохастический подход к динамике деления возбужденных ядер // ЭЧАЯ. 2005. Т. 36. С. 732-800.
17. Strutinsky V. M. Shell effects in nuclear masses and deformation energy // Nucl. Phys. A. 1967. Vol. 95. P. 420-442. DOI: [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(67\)90510-6](https://doi.org/10.1016/0375-9474(67)90510-6)
18. Ivanyuk F. A., Ishizuka C., Usang M. D., Chiba S. Temperature dependence of shell corrections // Phys. Rev. C. 2018. Vol. 97. P. 054331. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.97.054331>
19. Iljinov A. S., Mebel M. V., Bianchi N., De Sanctis E., Guaraldo C., Lucherini V., Muccifora V., Polli E., Reolon A. R., Rossi P. Phenomenological statistical analysis of level densities, decay widths and lifetimes of excited nuclei // Nucl. Phys. A. 1992. Vol. 543. P. 517-554. DOI: [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(92\)90278-R](https://doi.org/10.1016/0375-9474(92)90278-R)
20. Hofmann H., Kiderlen D. A Self-Consistent Treatment of Damped Motion for Stable and Unstable Collective Modes // Int. J. Mod. Phys. E. 1998. Vol. 7. P. 243-274. DOI: <https://doi.org/10.1142/S0218301398000105>
21. Курманов П. С., Косенко Г. И. Новый подход к расчету потенциальной энергии сталкивающихся ядер // ЯФ. 2014. Т. 77, № 12. С. 1514-1524.
22. Koura H., Yamada M. Single-particle potentials for spherical nuclei // Nucl. Phys. A. 2000. Vol. 671. P. 96-118. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0375-9474\(99\)00428-5](https://doi.org/10.1016/S0375-9474(99)00428-5)
23. Hasse R. W., Myers W. D. Geometrical Relationships of Macroscopic Nuclear Physics. Heidelberg : Springer-Verlag, 1988. 116 p.
24. Zu-Hua L., Jing-Dong B. The effects of deformation and orientation of colliding nuclei on synthesis of superheavy elements // Nucl. Phys. A. 2019. Vol. 991. P. 121616. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2019.121616>
25. Hofmann H. A quantal transport theory for nuclear collective motion : The merits of a locally harmonic approximation // Phys. Rept. 1997. Vol. 284, iss. 4-5. P. 137-380. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0370-1573\(97\)00006-9](https://doi.org/10.1016/S0370-1573(97)00006-9)

**Образец для цитирования:**

Литневский В. Л., Иванюк Ф. А., Косенко Г. И. Исследование возможности замораживания некоторых степеней свободы системы при расчете процесса столкновения атомных ядер // Изв. Сарат. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика. 2020. Т. 20, вып. 3. С. 233–242. DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2020-20-3-233-242>

Research of the Possibility of Freezing Some Degrees of Freedom of the System in the Calculation of the Collision Process of Atomic Nuclei

V. L. Litnevsky, F. A. Ivanyuk, G. I. Kosenko

Vladimir L. Litnevsky, <https://orcid.org/0000-0002-3016-0174>, Omsk State Transport University, 35 Marksa pr., Omsk 644046, Russia, vlad.lit@bk.ru

Fedor A. Ivanyuk, <https://orcid.org/0000-0002-5321-6986>, Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, 47 Nauki pr., Kiev 03028, Ukraine, ivanyuk@kinr.kiev.ua

Grigory I. Kosenko, <https://orcid.org/0000-0002-3876-4917>, Omsk Tank Automotive Engineering Institute, 14 Voennii gorodok, Omsk 644098, Russia, kosenkophys@gmail.com

Background and Objectives: A large number of theoretical and experimental papers have been devoted to the study of the fusion-fission reaction of heavy ions. This is primarily due to the fact that these reactions allow us to obtain superheavy nuclei or exotic isotopes that lie far from the beta-stability line. To describe these reactions, you must be able to describe the collision process of the initial nuclei. Moreover, the accuracy of the entrance channel description affects the quality of all subsequent modeling results. Recently, a number of works have appeared that seek to take into account all possible deformations and orientations when calculating the interaction of colliding atomic nuclei. At the same time, increasing the number of system shape parameters taken into account (increasing the dimension of the space of collective coordinates of the system) increases the complexity of performing dynamic calculations. So, the purpose of this work is to find an approximation that takes into account the main physical processes that occur when two atomic nuclei collide, but does not lead to serious complication of calculations. **Materials and Methods:** In this paper, we consider the collision of atomic nuclei in the hot fusion reactions $^{36}\text{S} + ^{238}\text{U}$ and $^{64}\text{Ni} + ^{238}\text{U}$. To model this process, a dynamic stochastic model is used. It takes into account the shell structure of colliding cores and their mutual orientation in space. Four deformation parameters are used to describe the shape of the system under consideration. The dynamic evolution of these parameters is described in the framework of the Langevin equations. **Results:** The paper discusses the possibility of freezing some of the degrees of freedom of the system. It is shown that a relatively heavy target nucleus, deformed in the ground state, weakly changes its deformation and orientation in space during the evolution of the system up to the transition through the Coulomb barrier. The numerical results are compared with the experimental data. **Conclusion:** The prohibition of the evolution of the target nucleus deformation and orientation degrees of freedom does not significantly affect the simulation results, namely, the probability of the system passing through the Coulomb barrier and the distance between the centers of mass of colliding nuclei at the moment of the penetration through the Coulomb barrier. The choice of the reactions under consideration allows us to judge the effect of the mass of the projectile nucleus

on the results of calculations, and also allows us to generalize the results obtained in the present work to a wide range of reactions with the mass ratio of colliding nuclei lying in the range from 0.15 to 0.27. Most of the reactions currently used for the synthesis of superheavy elements are in this range.

Keywords: nuclear collision, Langevin equations, collective coordinates.

Received: 25.04.2020 / Accepted: 21.05.2020 / Published: 31.08.2020

This is an open access article distributed under the terms of Creative Commons Attribution License (CC-BY 4.0)

References

1. Kozulin E. M., Knyazheva G. N., Novikov K. V., Itkis I. M., Itkis M. G., Dmitriev S. N., Oganessian Yu. Ts., Bogachev A. A., Kozulina N. I., Harca I., Trzaska W. H., Ghosh T. K. Fission and quasifission of composite systems with $Z = 108\text{--}120$: Transition from heavy-ion reactions involving S and Ca to Ti and Ni ions. *Phys. Rev. C*, 2016, vol. 94, pp. 054613. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.94.054613>
2. Nishio K., Ikezoe H., Mitsuoka S., Nishinaka I., Nagame Y., Watanabe Y., Ohtsuki T., Hirose K., Hofmann S. Effects of nuclear orientation on the mass distribution of fission fragments in the reaction of $^{36}\text{S} + ^{238}\text{U}$. *Phys. Rev. C*, 2008, vol. 77, pp. 064607. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.77.064607>
3. Dvorak J., Brüchle W., Chelnokov M., Dressler R., Düllmann Ch. E., Eberhardt K., Gorshkov V., Jäger E., Krücken R., Kuznetsov A., Nagame Y., Nebel F., Novackova Z., Qin Z., Schädel M., Schausten B., Schimpf E., Semchenkov A., Thörle P., Türler A., Wegrzecki M., Wierczinski B., Yakushev A., Yeremin A. Doubly Magic Nucleus ^{270}Hs . *PRL*, 2006, vol. 97, pp. 242501. DOI: [10.1103/PhysRevLett.97.242501](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.97.242501)
4. Karpov A. V., Saiko V. V. Modeling near-barrier collisions of heavy ions based on a Langevin-type approach. *Phys. Rev. C*, 2018, vol. 96, pp. 024618. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.96.024618>
5. Adamian G. G., Antonenko N. V., Lense H., Malov L. A. Predictions of identification and production of new superheavy nuclei with $Z=119$ and 120 . *Phys. Rev. C*, 2020, vol. 101, pp. 034301. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.101.034301>
6. Fröbrich P. Fusion and capture of heavy ions above the barrier: analysis of experimental data with the surface friction model. *Phys. Rep.*, 1984, vol. 116, pp. 337–400. DOI: [https://doi.org/10.1016/0370-1573\(84\)90162-5](https://doi.org/10.1016/0370-1573(84)90162-5)
7. Marten J., Fröbrich P. Langevin description of heavy-ion collisions within the surface friction model. *Nucl. Phys. A*, 1992, vol. 545, pp. 854–870. DOI: [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(92\)90533-P](https://doi.org/10.1016/0375-9474(92)90533-P)



8. Volcov V. V. Process of Complete Fusion of Atomic Nuclei. Complete Fusion of Nuclei in the Framework of the Dinuclear System Concept. *Phys. Part. Nucl.*, 2004, vol. 35, pp. 425–486.
9. Saiko V. V., Karpov A. V. Analysis of multinucleon transfer reactions with spherical and statically deformed nuclei using a Langevin-type approach. *Phys. Rev. C*, 2019, vol. 99, pp. 014613. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.99.014613>
10. Litnevsky V. L., Kosenko G. I., Ivanyuk F. A., Chiba S. Description of the mass-asymmetric fission of the Pt isotopes, obtained in the reaction $^{36}\text{Ar}+^{142}\text{Nd}$ within the two-stage fusion-fission model. *Phys. Rev. C*, 2019, vol. 99, pp. 054624. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.99.054624>
11. Davydovska O. I., Denisov V. Yu., Nesterov V. A. Comparison of the nucleus-nucleus potential evaluated in the double-folding and energy density approximations and the cross-sections of elastic scattering and fusion of heavy ions. *Nucl. Phys. A*, 2019, vol. 989, pp. 214–230. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2019.06.004>
12. Ismail M., Ellithi A. Y., Botros M. M., Mellik A. E. Azimuthal angle dependence of Coulomb and nuclear interactions between two deformed nuclei. *Phys. Rev. C*, 2007, vol. 75, pp. 064610. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.75.064610>
13. Litnevsky V. L., Kosenko G. I., Ivanyuk F. A. Allowance for the Tunnel Effect in the Entrance Channel of Fusion–Fission Reactions. *Phys. At. Nucl.*, 2016, vol. 79, no. 3, pp. 342–450.
14. Litnevsky V. L., Kosenko G. I., Ivanyuk F. A., Pashkevich V. V. Description of synthesis of super-heavy elements within the multidimensional stochastic model. *Phys. Rev. C*, 2014, vol. 89, pp. 034626. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.89.034626>
15. Pashkevich V. V. On the asymmetric deformation of fissioning nuclei. *Nucl. Phys. A*, vol. 169, pp. 275–293. DOI: [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(71\)90884-0](https://doi.org/10.1016/0375-9474(71)90884-0)
16. Adeev G. D., Karpov A. V., Nadochy P. N., Vanin D. V. Multidimensional stochastic approach to the fission dynamics of excited nuclei. *Phys. Part. Nucl.*, 2005, vol. 36, pp. 387–426.
17. Strutinsky V. M. Shell effects in nuclear masses and deformation energy. *Nucl. Phys. A*, 1967, vol. 95, pp. 420–442. DOI: [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(67\)90510-6](https://doi.org/10.1016/0375-9474(67)90510-6)
18. Ivanyuk F. A., Ishizuka C., Usang M. D., Chiba S. Temperature dependence of shell corrections. *Phys. Rev. C*, 2018, vol. 97, pp. 054331. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.97.054331>
19. Iljinov A. S., Mebel M. V., Bianchi N., De Sanctis E., Guaraldo C., Lucherini V., Muccifora V., Polli E., Reolon A. R., Rossi P. Phenomenological statistical analysis of level densities, decay widths and lifetimes of excited nuclei. *Nucl. Phys. A*, 1992, vol. 543, pp. 517–554. DOI: [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(92\)90278-R](https://doi.org/10.1016/0375-9474(92)90278-R)
20. Hofmann H., Kiderlen D. A Self-Consistent Treatment of Damped Motion for Stable and Unstable Collective Modes. *Int. J. Mod. Phys. E*, 1998, vol. 7, pp. 243–274. DOI: <https://doi.org/10.1142/S0218301398000105>
21. Kurmanov R. S., Kosenko G. I. New approach to calculating the potential energy of colliding nuclei. *Phys. At. Nucl.*, 2014, vol. 77, pp. 1442–1452.
22. Koura H., Yamada M. Single-particle potentials for spherical nuclei. *Nucl. Phys. A*, 2000, vol. 671, pp. 96–118. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0375-9474\(99\)00428-5](https://doi.org/10.1016/S0375-9474(99)00428-5)
23. Hasse R. W., Myers W. D. *Geometrical Relationships of Macroscopic Nuclear Physics*. Heidelberg, Springer-Verlag, 1988. 116 p.
24. Zu-Hua L., Jing-Dong B. The effects of deformation and orientation of colliding nuclei on synthesis of superheavy elements. *Nucl. Phys. A*, 2019, vol. 991, pp. 121616. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2019.121616>
25. Hofmann H. A quantal transport theory for nuclear collective motion: The merits of a locally harmonic approximation. *Phys. Rep.*, 1997, vol. 284, iss. 4–5, pp. 137–380. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0370-1573\(97\)00006-9](https://doi.org/10.1016/S0370-1573(97)00006-9)

Cite this article as:

Litnevsky V. L., Ivanyuk F. A., Kosenko G. I. Research of the Possibility of Freezing Some Degrees of Freedom of the System in the Calculation of the Collision Process of Atomic Nuclei. *Izv. Saratov Univ. (N. S.), Ser. Physics*, 2020, vol. 20, iss. 3, pp. 233–242 (in Russian). DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2020-20-3-233-242>
