ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА, 2019, том 82, № 4, с. 349–355

ЯДРА

ВЛИЯНИЕ ВХОДНОГО КАНАЛА РЕАКЦИЙ С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ НА СПИНЫ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ

© 2019 г. Д. О. Еременко[1),2)*], Д. И. Денисова[1)], В. А. Дроздов[2)], С. Ю. Платонов[1),2)], О. В. Фотина[1),2)], О. А. Юминов[2)]

Поступила в редакцию 25.12.2018 г.; после доработки 25.12.2018 г.; принята к публикации 25.12.2018 г.

В рамках динамического подхода проведен анализ энергетических зависимостей средних спинов осколков деления, образующихся в реакциях полного слияния $^{12}\mathrm{C} + {}^{235,236}\mathrm{U}$ и $^{13}\mathrm{C} + {}^{235}\mathrm{U}$ при $E_{\mathrm{c.m.s.}} = (55–75)$ МэВ. Особое внимание уделено процессу формирования начальных распределений для компонент полного углового момента составных ядер. Показано, что при подбарьерных энергиях столкновений должны наблюдаться заметные различия в поведении средних спинов осколков деления для различных входных каналов реакции слияния.

DOI: 10.1134/S0044002719040081

1. ВВЕДЕНИЕ

Существенный прогресс современной физики ядерного деления связан с появлением динамических моделей [1–7], в рамках которых эволюция делящегося ядра описывается в комбинированном пространстве деформационных переменных и проекции K полного углового момента $\mathbf{J}$ на ось деления. Причем K рассматривается как величина, испытывающая случайные переходы на протяжении всей эволюции делящейся системы, динамика которых определяется либо временем релаксации τ_K, либо коэффициентом вязкости для K-моды. В частности, такие теоретические подходы обеспечили согласованное объяснение угловых распределений осколков деления в чрезвычайно широком диапазоне энергий возбуждения и J делящегося ядра, включая область, где традиционная статистическая модель становится неприменимой [8]. Еще одним важным достижением упомянутых динамических моделей является открывшаяся возможность изучения влияния условий формирования составного ядра в реакциях с тяжелыми ионами на поведение анизотропии угловых распределений осколков деления при подбарьерных энергиях ядро-ядерных столкновений [9]. Кроме того, недавно в [10, 11], на базе динамической модели [2–4] предложен метод вычислений средних спинов осколков деления ядер ($\langle S\rangle$), формирующихся в реакциях полного слияния при энергиях ядро-ядерных столкновений выше кулоновского барьера.

В настоящей работе динамический подход [10, 11] обобщен на область подбарьерных энергий ядро-ядерных столкновений. Выполнены вычисления энергетических зависимостей $\langle S\rangle$ для реакций полного слияния $^{12}\mathrm{C} + {}^{235,236}\mathrm{U}$ и $^{13}\mathrm{C} + {}^{235}\mathrm{U}$ при $E_{\mathrm{c.m.s.}} = (55–75)$ МэВ, приводящих к образованию $^{247,248}\mathrm{Cf}$ при близких энергиях возбуждения и J. Основной целью проведенного анализа является изучение влияния входного канала реакции полного слияния на процесс формирования $\langle S\rangle$.

2. ФОРМАЛИЗМ РАСЧЕТОВ

Для вычислений $\langle S\rangle$ используется формализм динамической модели [2–4], в рамках которой процесс вынужденного деления описывается с помощью системы стохастических уравнений Ланжевена для одной коллективной координаты r и соответствующего импульса p:

$$\frac{dr}{dt} = \frac{p}{m(r)}, \tag{1}$$

$$\frac{dp}{dt} = -\frac{1}{2}\frac{d}{dr}\left(\frac{p^2}{m(r)}\right) - \frac{dF}{dr} - \beta(r)p + f(t).$$

Здесь r — расстояние между центрами масс формирующихся осколков вдоль долины деления. Коэффициент затухания для деформационной моды $\beta(r)$ рассчитывался в рамках модели однотельной ядерной диссипации [12], а именно, с использованием формулы “стена + окно” [13, 14]. В рамках этой модели, как правило, используется один подгоночный параметр k_s, который понижает

[1)]Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Россия.

[2)]Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Россия.

[*]E-mail: eremenko@sinp.msu.ru

вклад механизма “стены” для форм делящегося ядра с шейкой [13, 14]. В настоящей работе использовалось значение $k_s = 0.2$, которое было определено в [2, 9] при анализе экспериментальных данных по анизотропии угловых распределений осколков деления, а также по множественностям предразрывных нейтронов для ряда реакций полного слияния-деления, включая реакцию $^{16}\mathrm{O} + {}^{232}\mathrm{Th}$, приводящую к образованию и распаду $^{248}\mathrm{Cf}$. В (1) f — случайная сила со свойствами: $\langle f(t)\rangle = 0$ и $\langle f(t_1), f(t_2)\rangle = 2D(r)\delta(t_1 - t_2)$. Предполагается, что для коэффициента диффузии $D(r)$ выполняется соотношение Эйнштейна, $D(r) = m(r)\beta(r)T$. Массовый параметр $m(r)$ рассчитывался в рамках приближения Вернера–Уиллера [15]. Для вычислений консервативной силы в (1) использовалась свободная энергия, $F(r, T, J, K) = V(r, J, K) - a_d(r)T^2$. Ядерная температура вычислялась как $T = \sqrt{E_{\mathrm{int}}/a_d(r)}$ (см. [1, 8, 16, 17]), где $E_{\mathrm{int}} = E^* - p^2/(2m) - V(r, J, K)$ — энергия возбуждения, связанная с внутренними (одночастичными) степенями свободы, а E^* — полная энергия возбуждения. Кроме того, учитывалась деформационная зависимость параметра плотности уровней $a_d(r) = a_{1d}A + a_{2d}A^{2/3}B_S(r)$, где A — массовое число, $B_S(r)$ — безразмерный функционал поверхностной энергии. Значения коэффициентов a_{1d} и a_{2d} взяты из [17]. Потенциальная энергия деформированного и вращающегося ядра рассчитывалась с учетом ее зависимости от K:

$$V(r, J, K) = \\ = B_S(r)E_S^0(Z, A) + B_{\mathrm{C}}(r)E_{\mathrm{C}}^0(Z, A) + \\ + \frac{\left[J(J+1) - K^2\right]\hbar^2}{2\Im_\perp(r)} + \frac{K^2\hbar^2}{2\Im_{||}(r)}, \tag{2}$$

где Z — заряд делящегося ядра; $B_{\mathrm{C}}(r)$ — безразмерный функционал кулоновской энергии; E_S^0 и E_{C}^0 — поверхностная и кулоновская энергии для соответствующего сферического ядра; $\Im_{||}(r)$ и $\Im_\perp(r)$ — моменты инерции относительно оси симметрии делящегося ядра и оси, перпендикулярной к ней, соответственно. Для определения $\Im_{||}(r)$, $\Im_\perp(r)$, $B_S(r)$, $B_{\mathrm{C}}(r)$ и r вдоль долины деления использовались результаты работы [18].

В рамках динамической модели учитывалась возможность случайных скачкообразных изменений величины K в пределах допустимых значений ($-J \le K \le J$). Эти переходы обусловлены тепловыми флуктуациями одночастичных степеней свободы. Для численного моделирования такого поведения K на каждом шаге h интегрирования системы уравнений (1) определялась вероятность перехода h/τ_K, которая сравнивалась со случайным числом η, однородно распределенным в интервале $[0, 1]$. При выполнении условия $\eta < h/\tau_K$ выбиралось новое значение K из распределения

$$P(K) \propto \exp\left(-\frac{\Delta F(r, J, K, T)}{T}\right), \tag{3}$$

где ΔF — изменение свободной энергии при переходе к новому значению K.

В расчетах также учитывался процесс эмиссии легких частиц (n, p, α-частиц и γ-квантов) методом, подробно описанным в [19]. Отметим только, что после каждого акта эмиссии вводились поправки не только на величину J, но и на величины K и M. При этом предполагалось, что эмиссия легкой частицы не меняет углов ориентации $\mathbf{J}$ относительно пучка и деформированного делящегося ядра.

Для расчетов наблюдаемых характеристик процесса вынужденного деления разыгрывалось множество ланжевеновских событий. Начальные значения r, p, J и K выбирались исходя из распределения:

$$\Phi(r, p, J, K) = \frac{1}{\sqrt{2\pi mT}} \times \\ \times \exp\left(-\frac{p^2}{2mT}\right)\delta\Big(r - r_{\mathrm{eq}}(J, K)\Big)Y(J, K). \tag{4}$$

Здесь $r_{\mathrm{eq}}(J, K)$ — значение коллективной координаты для равновесной деформации при данных J и K.

Начальные распределения $Y(J, K)$ рассчитывались с помощью соотношений, полученных в [9] и учитывающих деформацию сталкивающихся ядер, спин налетающего ядра $\mathbf{s}_p$ и ядра мишени $\mathbf{s}_t$:

$$Y(J, K) = \frac{\sum\limits_{\ell=0}^{\infty}\sum\limits_{S=|s_t-s_p|}^{s_t+s_p}\sum\limits_{K_\ell=-\ell}^{\ell}\left|C^{S,\ell,J}_{K-K_\ell,K_\ell,K}\right|^2\left|C^{s_t,s_p,S}_{\pm s_t,K-s_t-K_\ell,K-K_\ell}\right|^2\sigma(\ell, K_\ell, K_p)}{\sum\limits_{\ell=0}^{\infty}\sum\limits_{K_\ell=-\ell}^{\ell}\sum\limits_{K_p=-s_p}^{s_p}\sigma(\ell, K_\ell, K_p)}, \tag{5}$$

где

$$\sigma(\ell, K_\ell, K_p) = \tag{6}$$
$$= \iint \left|d^{\ell}_{K_\ell,0}(\theta_t)\right|^2 \left|d^{s_p}_{s_p,K_p}(\theta_p)\right|^2 \times$$
$$\times\, \sigma(\ell, \theta_t, \theta_p)\sin(\theta_t)\sin(\theta_p)d\theta_t d\theta_p.$$

В случае столкновений ядер с ненулевым спином для каждого значения J также определялось значение M проекции $\mathbf{J}$ на ось пучка. При этом использовались выражения, полученные в [9, 20]:

$$Y(J,M) = \frac{\sum\limits_{\ell=0}^{\infty}\sum\limits_{S=|s_t-s_p|}^{s_t+s_p}\sum\limits_{\mu_t=-s_t}^{s_t}\left|C^{S,\ell,J}_{M,0,M}\right|^2\left|C^{s_t,s_p,S}_{\mu_t,M-\mu_t,M}\right|^2\sigma(\ell,\mu_t,M-\mu_t)}{\sum\limits_{\ell=0}^{\infty}\sum\limits_{\mu_t=-s_t}^{s_t}\sum\limits_{\mu_p=-s_p}^{s_p}\sigma(\ell,\mu_t,\mu_p)}, \tag{7}$$

где

$$\sigma(\ell, \mu_t, \mu_p) = \tag{8}$$
$$= \iint \left|d^{s_t}_{\pm s_t,\mu_t}(\theta_t)\right|^2 \left|d^{s_p}_{s_p,\mu_p}(\theta_p)\right|^2 \times$$
$$\times\, \sigma(\ell, \theta_t, \theta_p)\sin(\theta_t)\sin(\theta_p)d\theta_t d\theta_p.$$

В (5)–(8) ℓ — орбитальный момент; K_p и K_ℓ — проекции $\mathbf{s}_p$ и ℓ на ось симметрии деформированного ядра мишени; μ_p и μ_t — проекции $\mathbf{s}_p$ и $\mathbf{s}_t$ на ось пучка; θ_p и θ_t — углы ориентации деформированных ядер пучка и мишени относительно оси пучка; $C^{j_1,j_2,j_3}_{m_1,m_2,m_3}$ — коэффициент Клебша–Гордана, а $d^{j}_{k,m}(\theta)$ — сферическая функция Вигнера. Под $\left|C^{j_1,j_2,j_3}_{\pm m_1,m_2,m_3}\right|^2$ и $\left|d^{j}_{\pm k,m}(\theta)\right|^2$ следует понимать: $\left|C^{j_1,j_2,j_3}_{m_1,m_2,m_3}\right|^2 + \left|C^{j_1,j_2,j_3}_{-m_1,m_2,m_3}\right|^2$ и $\left|d^{j}_{k,m}(\theta)\right|^2 + \left|d^{j}_{-k,m}(\theta)\right|^2$ соответственно.

Для расчетов сечений слияния двух деформированных ядер использовалось соотношение:

$$\sigma(\ell, \theta_p, \theta_t) = \frac{\pi\hbar^2}{2\mu E_{\text{c.m.s.}}} \times \tag{9}$$
$$\times\, \frac{2\ell+1}{1+\exp\left(\frac{2\pi[V_B(\ell,\theta_t,\theta_p)-E_{\text{c.m.s.}}]}{\hbar\omega(\ell,\theta_t,\theta_p)}\right)}.$$

При вычислении величины кулоновского барьера $V_B(\ell,\theta_t,\theta_p)$ и частоты осциллятора $\hbar\omega(\ell,\theta_t,\theta_p)$, аппроксимирующего его вблизи вершины, использовался ядро-ядерный потенциал, состоящий из трех частей: $V(r,\ell,\theta_t,\theta_p) = V_N(r,\theta_t,\theta_p) + V_{\text{C}}(r,\theta_t,\theta_p) + V_{\text{rot}}(\ell,r)$. Ядерное взаимодействие V_N выбрано в виде Вудса–Саксона:

$$V_N(r,\theta_t,\theta_p) = \frac{-V_0}{1+\exp\left(\frac{r-R_p(\theta_p)-R_t(\theta_t)}{a}\right)}. \tag{10}$$

Здесь V_0 — глубина потенциала; a — параметр диффузности; R_t и R_p — радиусы ядра мишени и налетающего ядра, для которых используются выражения $R_{t,p}(\theta_{t,p}) = r_0 A^{1/3}_{t,p}(1+\beta_{t,p}Y_{20}(\theta_{t,p}))$, r_0 — свободный параметр, $A_{t,p}$ и $\beta_{t,p}$ — массовые числа и параметры квадрупольной деформации ядра мишени и налетающего ядра соответственно. Центробежный потенциал рассчитывался как

$$V_{\text{rot}}(r,\ell) = \frac{\hbar^2\ell(\ell+1)}{2\mu r^2}. \tag{11}$$

В (9) и (11) μ — приведенная масса сталкивающихся ядер. Для расчетов кулоновского потенциала $V_{\text{C}}(r,\theta_t,\theta_p)$ использовалось соотношение [21]. Значения параметров ядро-ядерного потенциала (V_0, a, r_0 и $\beta_{t,p}$) взяты из [9], где они были подобраны исходя из условий наилучшего описания экспериментальных данных по сечениям полного слияния для всех рассматриваемых здесь реакций.

При вычислении $\langle S(\theta)\rangle$ необходимо учесть следующие механизмы. Первый — часть полного углового момента делящейся системы, связанная с ее вращением как целого, переходит в спины осколков. Второй — возбуждение K-моды, которое приводит к появлению угловой зависимости $\langle S(\theta)\rangle$ [22–24]. Третий — возбуждение различных коллективных спиновых мод (так называемых, wrigling, bending и twisting) в процессе разрыва делящегося ядра на два фрагмента. В этом случае принято предполагать, что характерные времена релаксации коллективных спиновых мод столь малы, что в точке разрыва они достигают теплового равновесия, а их совокупный вклад можно оценить как $S_{\text{coll}} = kA^{5/6}T^{1/2}$ [23–25], где k — коэффициент пропорциональности. Окончательно, в рамках динамической модели $\langle S(\theta)\rangle$ рассчитывается как среднее по большому числу ланжевеновских собы-

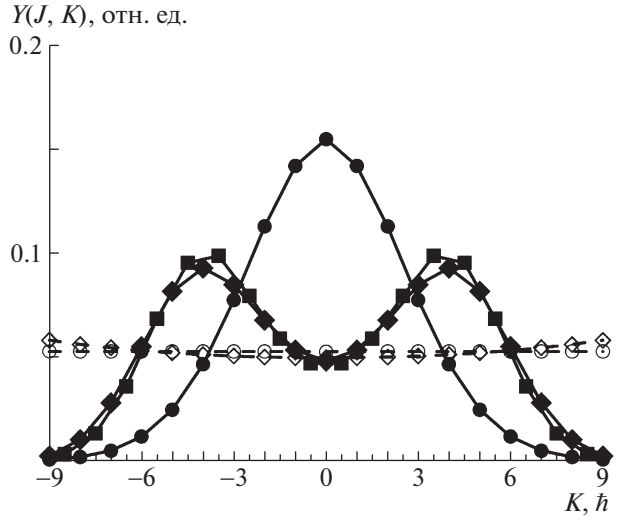

Рис. 1. $Y(J,K)$ для ^{248}Cf с $J = 9\hbar$, образующегося в реакции $^{12}\mathrm{C} + {}^{236}\mathrm{U}$ (круги) и $^{13}\mathrm{C} + {}^{235}\mathrm{U}$ (ромбы), а также ^{247}Cf с $J = 17/2\hbar$, образующегося в реакции $^{12}\mathrm{C} + {}^{235}\mathrm{U}$ (квадраты). Расчеты проведены при $E_{\mathrm{c.m.s.}} = 55$ МэВ (закрашенные символы, соединенные сплошной кривой) и $E_{\mathrm{c.m.s.}} = 75$ МэВ (незакрашенные символы, соединенные пунктирной кривой).

тий деления (в настоящей работе $N_f = 300000$):

$$\langle S(\theta)\rangle = \tag{12}$$

$$= \frac{1}{N_f}\sum_{i=1}^{N_f}\sqrt{c^2 J_i^2 + (1-c^2)K_i^2 W_i(\theta) + S_{i,\mathrm{coll}}^2},$$

где $W_i(\theta) = \frac{1}{2}(2J_i+1)\left|d_{K_i,M_i}^{J_i}(\theta)\right|^2$ — угловые распределения осколков деления для каждого i-го события деления; J_i, K_i и M_i — значения полного углового момента и его компонент в точке разрыва. В (12) коэффициент c характеризует часть J, переходящую в спины осколков деления [22]. Подчеркнем, что при таких вычислениях величина $\langle S(\theta)\rangle$ не связана с какой-либо выделенной точкой потенциальной поверхности делящегося ядра (седловой или точкой разрыва), а зависит от τ_K.

3. АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ ВХОДНОГО КАНАЛА РЕАКЦИИ НА $\langle S\rangle$

Анализ влияния входного канала реакции на $\langle S\rangle$ выполнен в рамках предположения о постоянном времени релаксации для K-моды, которое, следуя работам [4, 9–11], выбрано $\tau_K = 2\times10^{-20}$ с. Параметры c и k (см. (12)) полагались равными 0.3 и 0.124 соответственно. Эти значения были определены в [10, 11] исходя из условий наилучшего описания экспериментальных данных по энергетическим и угловым зависимостям $\langle S\rangle$ для надбарьерных энергий ядро-ядерных столкновений.

В настоящей работе рассматривается деление ядер ^{247,248}Cf, образующихся с энергиями возбуждения $E^* > 30$ МэВ при полном слиянии $^{12}\mathrm{C} + {}^{235}\mathrm{U}$, $^{13}\mathrm{C} + {}^{235}\mathrm{U}$ и $^{12}\mathrm{C} + {}^{236}\mathrm{U}$. Согласно общепринятым представлениям, энергия возбуждения, при которой исчезает оболочечная структура барьера деления, составляет 18 МэВ [1, 17, 26]. Соответственно пренебрежем индивидуальными особенностями ^{247,248}Cf, связанными с оболочечной структурой барьеров деления. Здесь нужно отметить, что существует и другая точка зрения. Например, результаты работ [2, 27–29] свидетельствуют о проявлениях оболочечной структуры барьера деления при $E^* > 30$ МэВ.

Как было показано в [9, 30], при $E_{\mathrm{c.m.s.}} < V_B$ более существенным фактором являются различия в условиях формирования трансурановых делящихся систем, связанные с наличием спина и деформации у сталкивающихся ядер. Действительно, величина V_B минимальна для $\theta_{t,p} = 0^\circ$ или 180° и максимальна при $\theta_{t,p} = 90^\circ$ [9, 20, 21]. Учитывая, что ℓ лежит в плоскости, перпендикулярной пучку налетающих частиц, а $\mathbf{s}_t$ и $\mathbf{s}_p$ в основном состоянии сориентированы вдоль осей симметрии деформированных ядер мишени и пучка [20], наиболее вероятными значениями компонент $\mathbf{J} = \ell + \mathbf{s}_t + \mathbf{s}_p$ будут $K = M = \pm(s_t + s_p)$. В случае нулевых s_t и s_p наиболее вероятные значения $K = M = 0\ \hbar$. С увеличением энергии столкновений в надбарьерную область зависимость вероятности слияния от $\theta_{t,p}$ будет ослабевать. Следовательно, вероятности реализации различных значений K и M будут выравниваться. Все сказанное учтено в соотношениях (5)–(8). На рис. 1 сравниваются начальные распределения по K (см. (5)) для ^{247,248}Cf с $J = 17/2$ и $9\hbar$, образующихся при полном слиянии $^{12}\mathrm{C} + {}^{235}\mathrm{U}$, $^{13}\mathrm{C} + {}^{235}\mathrm{U}$ и $^{12}\mathrm{C} + {}^{236}\mathrm{U}$. Распределения представлены для глубокоподбарьерной энергии столкновений, $E_{\mathrm{c.m.s.}} = 55$ МэВ (в зависимости от взаимной ориентации $V_B = (60–65)$ МэВ). Из рис. 1 видно, что для слияния бесспиновых ядер $^{12}\mathrm{C} + {}^{236}\mathrm{U}$ наиболее вероятные значения $K = 0\hbar$. В случае реакций $^{12}\mathrm{C} + {}^{235}\mathrm{U}$ и $^{13}\mathrm{C} + {}^{235}\mathrm{U}$ распределения $Y(J,K)$ имеют два максимума, лежащие при $K = s_t = \pm7/2\hbar$ и $K = s_t + s_p = \pm4\hbar$ соответственно. Как видно, слиянию ядер с ненулевыми спинами соответствуют более широкие распределения по K. Кроме того, на рис. 1 представлены примеры практически равновероятных распределений $Y(J,K)$ при $E_{\mathrm{c.m.s.}} = 75$ МэВ. Начальные распределения $Y(J,M)$ (см. (7)) для реакции $^{12}\mathrm{C} + {}^{235}\mathrm{U}$ в зависимости от $E_{\mathrm{c.m.s.}}$ приведены на рис. 2. Здесь также наблюдаются два наиболее вероятных значения для $E_{\mathrm{c.m.s.}} < V_B$, соответствующие двум возможным проекциям спина ядра мишени на его

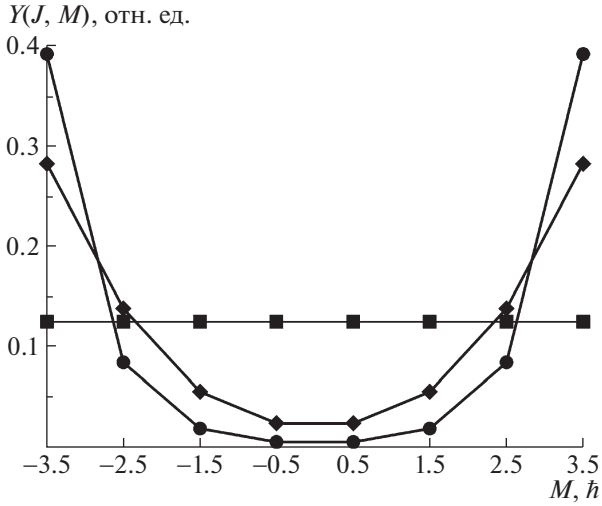

Рис. 2. $Y(J, M)$ для ^{247}Cf, образующегося в реакции $^{12}C + ^{235}U$ с $J = 17/2\hbar$ при $E_{c.m.s.} = 55$ МэВ (круги), 63 МэВ (ромбы) и 75 МэВ (квадраты).

ось симметрии, $s_t = \pm 7/2\hbar$. В области $E_{c.m.s.} > V_B$ распределение $Y(J, M)$ переходит в равновероятное. В [9, 30] показано, что для рассматриваемых здесь реакций поведение анизотропии угловых распределений осколков деления при $E_{c.m.s.} \leq V_B$ связано с проявлением "памяти" делящегося ядра о начальных распределениях по компонентам J, сформировавшихся в процессе полного слияния.

Величина $\langle S \rangle$ также должна быть чувствительна к форме начальных распределений по K. Однако основной вклад в расчетные значения $\langle S \rangle$ дают члены уравнения (12), связанные с полным угловым моментом и возбуждением коллективных спиновых мод [10, 22–25]. По этой причине для анализа выбрана величина $\xi = \langle S(90°) \rangle^2 - \langle S(180°) \rangle^2$, которая в меньшей степени зависит от упомянутых процессов. Здесь следует напомнить, что $\langle S(180°) \rangle$ практически не зависит от K [10, 23, 24]. На рис. 3 сравниваются энергетические зависимости ξ для реакций $^{12}C + ^{236}U$, $^{13}C + ^{235}U$ и $^{12}C + ^{235}U$. Как видно из представленных данных, при $E_{c.m.s.} > V_B$ значения ξ практически совпадают для всех систем, что можно объяснить схожими $Y(J, K)$. При $E_{c.m.s.} < V_B$ проявляются заметные расхождения в результатах вычислений для реакций, идущих на бесспиновом ядре ^{236}U и на ядре ^{235}U, обладающим ненулевым спином. Это можно объяснить тем, что часть событий деления, даже при подбарьерных энергиях столкновений, характеризуется длительностью протекания меньшей, чем τ_K. Для таких событий существенное влияние на величину $\langle S(90°) \rangle$ должны оказывать начальные распределения по K, сформировавшиеся во входных каналах реакций. Отметим, что в работе [9] было показано, что для всех рассматриваемых здесь реакций длительность (5–10)% событий деления не превышает τ_K при $E_{c.m.s.} < V_B$. Отметим также изменение наклона зависимостей $\xi[E_{c.m.s.}/V_B]$ при $E_{c.m.s.} < V_B$, которое можно объяснить изменением характера начальных распределений $Y(J, K)$. Действительно, в зависимостях $\langle S(180°) \rangle^2$ от $E_{c.m.s.}/V_B$ (рис. 4) такое изменение наклона отсутствует.

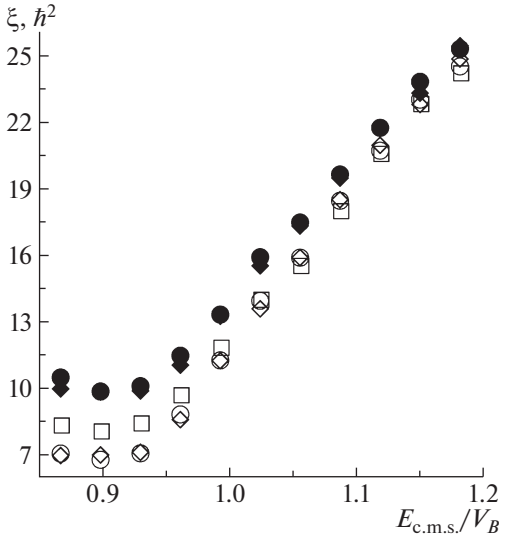

Рис. 3. Зависимость величины ξ от $E_{c.m.s.}/V_B$ для реакций $^{12}C + ^{236}U$ (квадраты), $^{12}C + ^{235}U$ (круги) и $^{13}C + ^{235}U$ (ромбы). Незакрашенные символы — результаты вычислений для начальных условий (7), (8); закрашенные символы — для начальных условий (13), (14).

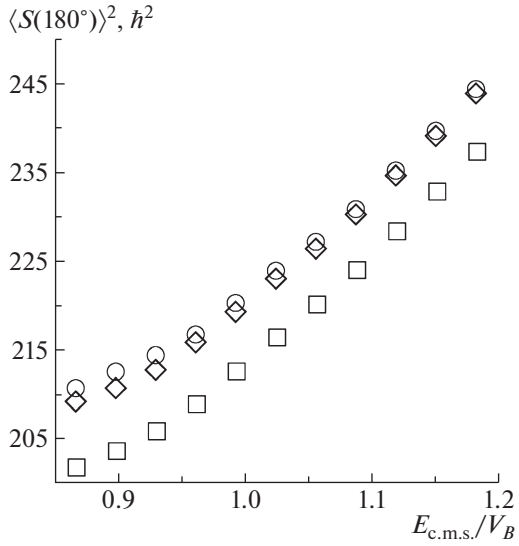

Рис. 4. Зависимость величины $\langle S(180°) \rangle^2$ от $E_{c.m.s.}/V_B$ для реакций $^{12}C + ^{236}U$ (квадраты), $^{12}C + ^{235}U$ (круги) и $^{13}C + ^{235}U$ (ромбы).

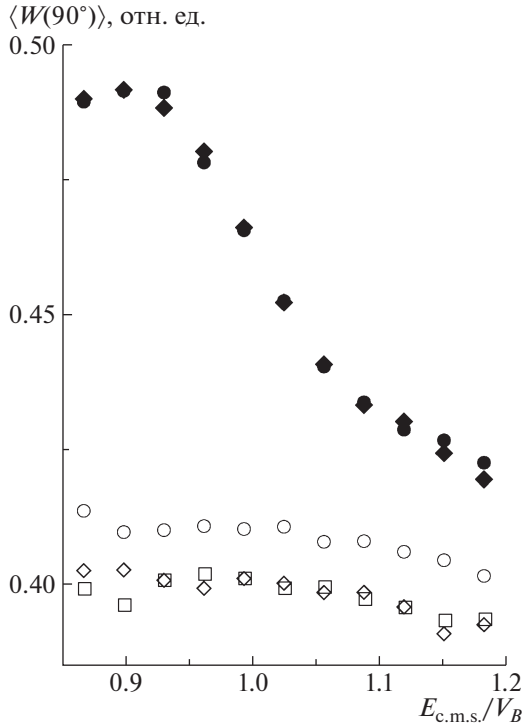

Рис. 5. Зависимость величины $\langle W(90^\circ)\rangle$ от $E_{\text{c.m.s.}}/V_B$ для реакций $^{12}\text{C} + {}^{235}\text{U}$ (квадраты), $^{12}\text{C} + {}^{235}\text{U}$ (круги) и $^{13}\text{C} + {}^{235}\text{U}$ (ромбы). Закрашенные символы — расчеты проведены для начальных условий (13), (14); незакрашенные — для начальных условий (7), (8).

Кроме того, несмотря на более низкие среднеквадратичные $\langle K^2\rangle$ (см. рис. 1), ξ для реакций $^{12}\text{C} + {}^{236}\text{U}$ превышают соответствующие значения для реакции $^{12}\text{C} + {}^{235}\text{U}$ и $^{13}\text{C} + {}^{235}\text{U}$ в области подбарьерных энергий. Это связано с влиянием начальных распределений по M на угловые распределения осколков деления $W(90^\circ)$. Так, на рис. 3 дополнительно приведены результаты расчетов величины ξ, выполненных в рамках предположений

$$Y(J, M) = \delta(M) \tag{13}$$

для реакции $^{13}\text{C} + {}^{235}\text{U}$,

$$Y(J, M) = \delta(M - 0.5) \tag{14}$$

для реакции $^{12}\text{C} + {}^{235}\text{U}$. Как видно, уменьшение ширины распределения $Y(J, M)$ приводит к увеличению значений ξ, особенно в подбарьерной области, что обусловлено ростом $W(90^\circ)$ (см. рис. 5). Таким образом, поведение величины ξ при $E_{\text{c.m.s.}} < V_B$ зависит и от начальных распределений по M.

В целом, можно утверждать, что на процесс формирования средних спинов осколков деления трансурановых ядер, образующихся в результате полного слияния тяжелых ионов при подбарьерных энергиях, заметное влияние оказывают начальные распределения по компонентам полного углового момента составного ядра, сформировавшиеся во входном канале реакции. Это открывает новую возможность изучения процесса полного слияния для реакций с тяжелыми ионами. Отметим, что в литературе отсутствуют экспериментальные данные о $\langle S\rangle$ при подбарьерных энергиях. Следовательно, применение на практике такого метода потребует измерения $\langle S\rangle$ при $E_{\text{c.m.s.}}/V_B < 1$ с относительной погрешностью не более 15%.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках динамической модели [10, 11] рассматривается процесс формирования средних спинов осколков вынужденного деления. Анализ энергетических зависимостей средних спинов осколков деления ядер $^{247,248}\text{Cf}$, образующихся в результате полного слияния $^{12}\text{C} + {}^{235,236}\text{U}$ и $^{13}\text{C} + {}^{235}\text{U}$ при $E_{\text{c.m.s.}} = (55{-}75)$ МэВ позволил выявить их чувствительность к характеристикам входного канала реакции при подбарьерных энергиях столкновений, а именно, к наличию спина и деформации у налетающих ядер и ядер мишени. Проверка настоящих предсказаний предполагает измерение средних спинов осколков деления для указанных систем в широкой области энергий столкновения, включающей подбарьерные значения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. H. J. Krappe and K. Pomorski, *Theory of Nuclear Fission* (Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 2012).
2. V. A. Drozdov, D. O. Eremenko, O. V. Fotina, G. Giardina, F. Malaguti, S. Yu. Platonov, and O. A. Yuminov, Nucl. Phys. A **734**, 225 (2004).
3. V. A. Drozdov, D. O. Eremenko, S. Yu. Platonov, and O. A. Yuminov, AIP Conf. Proc. **704**, 130 (2004).
4. D. O. Eremenko, V. A. Drozdov, M. H. Eslamizadex, O. V. Fotina, S. Yu. Platonov, and O. A. Yuminov, Phys. At. Nucl. **69**, 1423 (2006).
5. P. N. Nadtochy, E. G. Ryabov, A. E. Gegechkori, Yu. A. Anischenko, and G. D. Adeev, Phys. Rev. C **89**, 014616 (2014).
6. V. A. Drozdov, D. O. Eremenko, O. V. Fotina, S. Yu. Platonov, O. A. Yuminov, G. Mandaglio, M. Manganaro, and G. Fazio, Int. J. Mod. Phys. E **19**, 1125 (2010).
7. J. P. Lestone and S. G. McCalla, Phys. Rev. C **79**, 044611 (2009).
8. Дж. О. Ньютон, ЭЧАЯ **21**, 821 (1990).
9. D. O. Eremenko, V. A. Drozdov, O. V. Fotina, S. Yu. Platonov, and O. A. Yuminov, Phys. Rev. C **94**, 014602 (2016).
10. Д. О. Еременко, В. А. Дроздов, С. Ю. Платонов, О. В. Фотина, О. А. Юминов, Вест. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон., № 1, 36 (2017) [Moscow Univ. Bull. **72**, 39 (2017)].

11. Д. О. Еременко, В. А. Дроздов, А. А. Пасхалов, С. Ю. Платонов, О. В. Фотина, О. А. Юминов, Изв. РАН. Сер. физ. **81**, 800 (2017) [Bull. Russ. Acad. Sci. **81**, 725 (2017)].
12. J. Blocki, Y. Bohen, J. R. Nix, J. Randrup, M. Robel, A. J. Sierk, and W. J. Swiatecki, Ann. Phys. (N.Y.) **113**, 330 (1978).
13. J. R. Nix and A. J. Sierk, in *Proceedings of the International School-Seminar on Heavy Ion Physics, 1986* (Dubna, JINR, 1987), p. 453.
14. A. J. Sierk and J. R. Nix, Phys. Rev. C **21**, 982 (1980).
15. K. T. R. Davies, A. J. Sierk, and J. R. Nix, Phys. Rev. C **13**, 2385 (1976).
16. D. O. Eremenko, O. V. Fotina, G. Giardina, A. Lamberto, F. Malaguti, S. Yu. Platonov, R. Sturiale, and O. A. Yuminov, Nuovo Cimento A **108**, 883 (1995).
17. А. В. Игнатюк, М. Г. Иткис, В. Н. Околович, Г. Н. Смиренкин, А. С. Тишин, ЯФ **21**, 1185 (1975).
18. J. P. Lestone, Phys. Rev. C **51**, 580 (1995).
19. P. Frobrich and I. I. Gontchar, Phys. Rep. **292**, 131 (1996).
20. R. D. Butt, M. Dasgupta, I. Gontchar, D. J. Hinde, A. Mukherjee, A. C. Berriman, C. R. Morton, J. O. Newton, A. E. Stuchbery, and J. P. Lestone, Phys. Rev. C **65**, 044606 (2002).
21. N. Takigawa, T. Rumin, and N. Ihara, Phys. Rev. C **61**, 044607 (2000).
22. R. P. Schmitt, D. R. Haenni, L. Cooke, H. Dejbakhsh, G. Mouchaty, T. Shutt, and H. Utsunomiya, Nucl. Phys. A **487**, 370 (1988).
23. D. V. Shetty, R. K. Choudhury, B. K. Nayak, D. M. Nadkarni, and S. S. Kapoor, Phys. Rev. C **58**, R616 (1998).
24. D. V. Shetty, R. K. Choudhury, B. K. Nayak, D. M. Nadkarni, and S. S. Kapoor, Phys. Rev. C **60**, 061601 (1999).
25. R. P. Schmitt, L. Cooke, H. Dejbakhsh, D. R. Haenni, T. Shutt, B. K. Srivastava, and H. Utsunomiya, Nucl. Phys. A **592**, 130 (1995).
26. A. D'Arrigo, G. Giardina, A. Lamberto, D. O. Eremenko, O. V. Fotina, S. Yu. Platonov, O. A. Yuminov, and F. Malaguti, Int. J. Mod. Phys. E **4**, 443 (1995).
27. O. A. Yuminov, S. Yu. Platonov, D. O. Eremenko, O. V. Fotina, E. Fuschini, F. Malaguti, G. Giardina, R. Ruggeri, R. Sturiale, A. Moroni, E. Moroni, E. Fioretto, R. A. Ricci, L. Vannucci, and G. Vannini, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B **164**, 960 (2000).
28. D. O. Eremenko, O. V. Fotina, G. Giardina, A. Lamberto, F. Malaguti, S. Yu. Platonov, A. Taccone, and O. A. Yuminov, ЯФ **65**, 20 (2002) [Phys. At. Nucl. **65**, 18 (2002)].
29. S. S. Belyshev, B. S. Ishkhanov, A. A. Kuznetsov, and K. A. Stopani, Phys. Rev. C **91**, 034603 (2015).
30. R. G. Thomas, R. K. Choudhury, A. K. Mohanty, A. Saxena, and S. S. Kapoor, Phys. Rev. C **67**, 041601(R) (2003).

EFFECT OF THE INPUT CHANNEL OF REACTIONS WITH HEAVY IONS ON THE FISSION FRAGMENT SPINS

D. O. Eremenko[1),2)], D. I. Denisova[1)], V. A. Drozdov[2)], O. V. Fotina[1),2)], S. Yu. Platonov[1),2)], O. A. Yuminov[2)]

[1)] *Faculty of physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia*
[2)] *Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia*

Within the dynamic approach the energy dependences of the average spins of fission fragments are analyzed for the $^{12}C + ^{235,236}U$ and $^{13}C + ^{235}U$ complete fusion reactions at $E_{c.m.s.} = (55-75)$ MeV. Particular attention is paid to the process of forming the initial distributions of the components of the total angular momentum for the compound nuclei. It is shown that, noticeable differences in the behavior of the average spins of fission fragments should be observed for different input channels of the fusion reactions at the subbarrier collision energies.