

УДК 539.17.015, 539.173.4

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ ПО УГЛОВОЙ АНИЗОТРОПИИ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР НЕЙТРОНАМИ ПРИ ЭНЕРГИЯХ ДО 200 МэВ

© 2020 г. А. Л. Барабанов^{1,2, *}, А. С. Воробьев³, А. М. Гагарский³,
О. А. Щербаков³, Л. А. Вайшнене³

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение

“Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия

²Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования
“Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)”,
Долгопрудный, Россия

³Федеральное государственное бюджетное учреждение

“Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”,
Петербургский институт ядерной физики имени Б.П. Константинова, Гатчина, Россия

*E-mail: barabanov_al@nrcki.ru

Поступила в редакцию 30.10.2019 г.

После доработки 25.11.2019 г.

Принята к публикации 27.12.2019 г.

Обсуждаются проблемы описания экспериментальных данных по угловым распределениям осколков деления ядер нейтронами промежуточных энергий. Предложен метод расчета угловых распределений, основанный на использовании программы TALYS. На примере описания данных, полученных для ^{237}Np , показаны возможности метода для получения новой информации о реакциях при промежуточных энергиях и процессе деления.

DOI: 10.31857/S0367676520040031

ВВЕДЕНИЕ

При делении ядер быстрыми нейтронами, с отличными от нуля орбитальными моментами l , осколки испускаются анизотропно относительно оси столкновения. Этот эффект, как и многие другие особенности деления, связан с существованием переходных состояний ядра на барьере. В книге [1] подведены основные итоги начального этапа исследований угловой анизотропии осколков с использованием нейтронов с относительно низкими энергиями до 20 МэВ. В [2] впервые были представлены результаты по измерению угловой анизотропии осколков при делении ^{232}Th и ^{238}U нейтронами с энергиями до 100 МэВ. И лишь недавно начались систематические экспериментальные исследования угловых распределений осколков деления ядер нейтронами промежуточных энергий до 200 МэВ. Нами, в частности, получены результаты для ядер $^{\text{nat}}\text{Pb}$, ^{209}Bi , ^{232}Th , ^{233}U , ^{235}U , ^{238}U , ^{237}Np и ^{239}Pu [3–8]. К настоящему времени аналогичные измерения выполнены также коллаборациями n -TOF для ядер-мишеней ^{232}Th [9], ^{235}U , ^{238}U [10] и NEFFTE для ^{235}U [11].

В данной работе обсуждаются возможности теоретического описания угловых распределений осколков деления ядер нейтронами. Особый интерес представляют промежуточные энергии, так как в этой области до недавнего времени последовательные теоретические подходы фактически отсутствовали. Мы представляем разработанную нами модель и результаты первых расчетов, выполненных для реакции $^{237}\text{Np}(n, f)$ в широком диапазоне энергий до 200 МэВ. Показано, что усовершенствование модели и введение в нее дополнительных параметров позволит использовать результаты измерений угловых распределений осколков для получения новой информации о барьерах деления, характеристиках ядер на барьерах, энергиях переходных состояний, а также о роли предравновесных процессов во взаимодействии ядер с нейтронами.

УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ОСКОЛКОВ

В основе описания угловых распределений осколков лежат следующие соображения (см. подробности и ссылки в [1]). Если ядро со спином J и его проекцией M на ось z сохраняет аксиальную симметрию при делении, то переходное со-

стояние на барьере характеризуется определенной проекцией K спина на ось деформации. При этом пространственная часть волновой функции ядра пропорциональна функции Вигнера $D_{MK}^J(\omega) = e^{iM\phi} d_{MK}^J(\theta) e^{iK\psi}$, где углы Эйлера $\omega = (\phi, \theta, \psi)$ определяют ориентацию системы отсчета, связанной с ядром, относительно неподвижной системы (x, y, z) . Поскольку ось деформации переходит в ось разлета осколков, то нормированная на единицу вероятность вылета $dw_{MK}^J(\theta)$ легкого (для определенности) осколка в телесный угол $d\Omega$ под углом θ к направлению оси z имеет вид:

$$dw_{MK}^J(\theta) = \frac{2J+1}{4\pi} |d_{MK}^J(\theta)|^2 d\Omega. \quad (1)$$

В общем случае для углового распределения осколков деления ядра со спином J и четностью π получим:

$$\frac{dw^{J\pi}(\theta)}{d\Omega} = \sum_M \eta^{J\pi}(M) \sum_K \rho^{J\pi}(K) \frac{dw_{MK}^J(\theta)}{d\Omega}, \quad (2)$$

где диагональные элементы спиновой матрицы плотности $\eta^{J\pi}(M)$ и величины $\rho^{J\pi}(K)$ задают распределения вероятностей по M и K . При этом распределение по M описывает спиновую ориентацию ансамбля делящихся ядер относительно оси z , тогда как распределение по K определяется механизмом деления (в частности, случаю, когда ядро не обладает аксиальной симметрией на барьере, соответствует определенное распределение по K). Отметим, что $\rho^{J\pi}(K) = \rho^{J\pi}(-K)$, если пренебречь очень малыми эффектами нарушения пространственной четности.

Заметим теперь, что спиновая ориентация может быть также задана неприводимыми компонентами матрицы плотности или, иначе, спин-тензорами ориентации $\tau_{Q0}(J\pi)$ (см., например, [12]):

$$\tau_{Q0}(J\pi) = \sum_M C_{JM0}^{JM} \eta^{J\pi}(M), \quad (3)$$

где C_{BbDd}^{Aa} — коэффициенты Клебша–Гордана. Удобно также воспользоваться тождеством

$$(2J+1) |D_{MK}^J(\omega)|^2 = \sum_Q (2Q+1) C_{JM0}^{JM} C_{JK0}^{JK} P_Q(\cos\theta), \quad (4)$$

где $P_Q(\cos\theta)$ — полиномы Лежандра, и придать выражению (2) следующую форму

$$\frac{dw^{J\pi}(\theta)}{d\Omega} = \frac{1}{4\pi} \times \sum_Q (2Q+1) \tau_{Q0}(J\pi) \beta_Q(J\pi) P_Q(\cos\theta). \quad (5)$$

Сюда входят параметры анизотропии

$$\beta_Q(J\pi) = \sum_K C_{JK0}^{JK} \rho^{J\pi}(K), \quad (6)$$

отличные от нуля лишь для четных значений Q , если $\rho^{J\pi}(K) = \rho^{J\pi}(-K)$. Если при этом распределение $\rho^{J\pi}(K)$ ($\eta^{J\pi}(M)$) является плавным, то параметры $\beta_Q(J\pi)$ (спин-тензоры $\tau_{Q0}(J\pi)$) быстро уменьшаются с ростом Q .

При столкновении нейтрона и ядра-мишени может образоваться компаунд-ядро (Z_0 протонов и N_0 нейтронов), которое распадается либо на частицу (γ, n, p, \dots) и остаточное ядро (Z, N), вообще говоря, возбужденное, либо на два осколка. Другая возможность состоит в том, что после столкновения некоторая частица и некоторое остаточное ядро формируются в результате прямого или предравновесного процесса (выходными каналами, в которых имеются три и более частиц, мы пренебрегаем). Примем для простоты, что все возбужденные остаточные ядра оказываются в равновесных компаунд-состояниях и, следовательно, их дальнейший распад (на частицу и новое остаточное ядро или на два осколка) описывается статистической моделью (как и распад первичного компаунд-ядра).

Пусть индекс i нумерует уровни ядра (Z, N) с одинаковыми спином J и четностью π ; примем, что $\sigma_{ZN}(J\pi i)$ — это сечение заселения соответствующего уровня, а $P_f^{ZN}(J\pi i)$ — вероятность деления (делимость) этого уровня. Тогда наблюдаемое сечение деления определяется формулой

$$\sigma_f = \sum_{ZNJ\pi i} \sigma_{ZN}(J\pi i) P_f^{ZN}(J\pi i), \quad (7)$$

где суммирование по i является интегралом, если уровни лежат в непрерывном спектре. Ясно далее, что каждое сечение $\sigma_{ZN}(J\pi i)$ представляет собой сумму сечений заселения $\sigma_{ZN}(J\pi i M)$ состояний (J, π, i) с проекциями M спина на ось z (так что $\eta_{ZN}^{J\pi i}(M) = \sigma_{ZN}(J\pi i M) / \sigma_{ZN}(J\pi i)$), тогда как делимости $P_f^{ZN}(J\pi i)$ — это суммы вероятностей деления $P_f^{ZN}(J\pi i K)$ через переходные состояния с проекциями K спина на ось деформации (соответственно $\rho_{ZN}^{J\pi}(K) = P_f^{ZN}(J\pi i K) / P_f^{ZN}(J\pi i)$). Поэтому наблюдаемое дифференциальное сечение деления может быть записано в виде

$$\frac{d\sigma_f(\theta)}{d\Omega} = \sum_{ZNJ\pi i} \sigma_{ZN}(J\pi i) P_f^{ZN}(J\pi i) \times \frac{dw_{ZN}^{J\pi i}(\theta)}{d\Omega} = \frac{1}{4\pi} \sum_{Q=0,2,4,\dots} \sigma_{fQ} P_Q(\cos\theta), \quad (8)$$

где

$$\sigma_{fQ} = (2Q + 1) \sum_{ZNJ\pi i} \sigma_{ZN}(J\pi i) \times \times P_f^{ZN}(J\pi i) \tau_{Q0}^{ZN}(J\pi i) \beta_Q^{ZN}(J\pi i), \tag{9}$$

при этом $\sigma_{f0} = \sigma_f$. Соответственно, наблюдаемое угловое распределение осколков

$$W(\theta) \equiv \frac{1}{\sigma_f} \frac{d\sigma_f(\theta)}{d\Omega} = = \frac{1}{4\pi} \left(1 + \sum_{Q=2,4,\dots} A_Q P_Q(\cos \theta) \right) \tag{10}$$

естественным образом представляется в виде ряда по полиномам Лежандра. Поскольку на практике всегда по крайней мере одно из распределений по M или по K является плавным, A_Q быстро уменьшаются с ростом Q , так что за редкими исключениями форма углового распределения $W(\theta)$ определяется единственным параметром A_2 . Этот параметр может быть получен из угловой анизотропии $W(0^\circ)/W(90^\circ)$. Но даже если A_4 значимо отлично от нуля (но всегда существенно меньше A_2), результаты измерений угловых распределений осколков принято пересчитывать в анизотропию

$$\frac{W(0^\circ)}{W(90^\circ)} = \frac{1 + A_2 + A_4}{1 - A_2/2 + 3A_4/8}. \tag{11}$$

По этой же формуле по вычисленным коэффициентам A_2 и A_4 находим угловую анизотропию, которая сравнивается с измеренной величиной.

РАСЧЕТ УГЛОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОСКОЛКОВ

На начальном этапе изучения угловых распределений осколков, описанном в [1], измерения осуществлялись в основном при низких энергиях до порога реакции ($n, n' f$), соответственно расчеты проводились главным образом для деления 1-го шанса. Это соответствует учету в формулах (7)–(9) лишь слагаемых $Z = Z_0, N = N_0, i = i_0$, где i_0 – номер уровня (J, π) в первичном компаунд-ядре (Z_0, N_0). Поэтому в [1] обсуждается фактически только этот вклад в дифференциальное сечение деления (и, соответственно, в угловое распределение осколков); при этом сечения заселения $\sigma_{Z_0 N_0}(J\pi i_0 M)$, зависящие от M , в явной форме не выписываются. По этим сечениям могут быть вычислены спин-тензоры ориентации $\tau_{Q0}^{Z_0 N_0}(J\pi i_0)$ первичных компаунд-состояний (явные формулы для таких спин-тензоров приведены в [13]). Обзор такого рода “ранних” расчетов, как и их обобще-

ний на случай учета делений 2-го и более высоких шансов, не является целью данной работы.

Важно, что к настоящему времени достигнуто хорошее понимание, что происходит в столкновениях частиц с ядрами при энергиях от низких до промежуточных, и какие модели наилучшим образом описывают протекающие процессы (см., например, [14]). Более того, имеется целый ряд компьютерных кодов, выполняющих расчеты по этим моделям; к их числу принадлежит многоцелевой комплекс TALYS [15]. Заметим, однако, что эти коды обладают довольно скромными возможностями по вычислению угловых распределений испускаемых частиц. Так, в частности, угловые распределения осколков деления не вычисляются ни в TALYS, ни в других известных нам аналогичных программах даже при низких энергиях, не говоря уже обо всей промежуточной области до 200 МэВ.

На наш взгляд, до сих пор только в одной работе [2] была предпринята попытка на современном уровне описать угловые распределения осколков деления ядер нейтронами в широком диапазоне энергий, вплоть до 100 МэВ. Расчеты были выполнены для реакций $^{232}\text{Th}(n, f)$ и $^{238}\text{U}(n, f)$ на основе формулы, аналогичной 1-й из формул (8), т.е. с использованием сечений заселения, зависящих от M . Результаты вычислений были сопоставлены с представленными в этой же работе экспериментальными данными. Однако дальнейших публикаций этих авторов, в которых были бы приведены необходимые подробности об использованном методе или выполнены расчеты для других ядер-мишеней, не последовало.

Для вычисления угловых распределений осколков необходимы сечения заселения состояний компаунд-ядер и всех остаточных ядер, зависящие от M , и именно этот элемент отсутствует в TALYS и аналогичных программах. Но в соответствии с (3) сложившуюся ситуацию можно охарактеризовать иначе: отсутствуют средства слежения за тем, как формируются и как изменяются в процессах распада спин-тензоры ориентации ядер. Выше уже было сказано, что формулы для расчета спин-тензоров ориентации состояний первичного компаунд-ядра известны. Если, однако, при столкновении падающей частицы и ядра-мишени происходят прямые или предравновесные процессы, то возникает отдельная задача вычисления спин-тензоров ориентации состояний остаточных ядер в рамках квантовых моделей этих процессов. Кроме того, должны быть рассчитаны спин-тензоры ориентации всех остаточных ядер вдоль всех цепочек статистических распадов, так как любое из остаточных ядер может разделиться на два осколка.

Здесь, однако, уместно воспользоваться качественными соображениями. Спин компаунд-ядра $\vec{J} = \vec{s} + \vec{I} + \vec{l}$ складывается из спинов s падающей частицы, I ядра-мишени, а также из относительного орбитального момента l . Если s и l не ориентированы, то спин J направлен преимущественно поперек оси столкновения (оси z) в силу поперечности l этой оси. При больших энергиях столкновения l и J в среднем велики, так что и спиновая ориентация компаунд-ядра очень заметна. При этом частицы, испускаемые в процессе статистического распада компаунд-ядра, обладают относительно низкими энергиями, масштаба температуры ядра, и, следовательно, уносят небольшие угловые моменты. Поэтому ориентация остаточного ядра должна оставаться заметной. Если же происходит прямой или предравновесный процесс, то частицы, как правило, испускаются с высокими энергиями и, соответственно, с большими угловыми моментами. Следовательно, нет оснований ожидать, что остаточные ядра будут обладать заметной спиновой ориентацией.

Основываясь на этом, мы ввели следующие упрощения. Выделим в полном сечении деления σ_f две составляющие, σ_f^{DPE} и σ_f^C . Первый вклад обусловлен делениями остаточных ядер, образованию которых предшествовал прямой (D) или предравновесный (PE) процесс, тогда как второй вклад (C) — делениями компаунд-ядра и остаточных ядер, сформировавшихся на некотором этапе статистического распада первичного компаунд-ядра. Примем, что DPE-составляющая дифференциального сечения деления полностью изотропна. Тогда вместо (8), (9) получим:

$$\frac{d\sigma_f(\theta)}{d\Omega} = \frac{\sigma_f}{4\pi} + \frac{1}{4\pi} \sum_{Q=2,4,\dots} \sigma_{fQ}^C P_Q(\cos\theta), \quad (12)$$

где величины

$$\sigma_{fQ}^C = (2Q+1) \sum_{ZN\pi i} \sigma_{ZN}^C(J\pi i) \times P_f^{ZN}(J\pi i) \tau_{Q0}^{CZN}(J\pi i) \beta_Q^{ZN}(J\pi i) \quad (13)$$

определяются сечениями заселения $\sigma_{ZN}^C(J\pi i)$ и спин-тензорами ориентации $\tau_{Q0}^{CZN}(J\pi i)$ только тех состояний, которые принадлежат либо первичному компаунд-ядру, либо остаточным ядрам, образующимся в статистическом распаде этого компаунд-ядра.

Таким образом, нужно знать лишь, как изменяется спин-тензор ориентации при статистическом распаде ядра со спином J_1 на частицу и остаточное ядро со спином J_2 . Случай, когда частицей является γ -квант мультипольности L впервые,

по-видимому, был рассмотрен в [16], и ответ в используемых здесь обозначениях выглядит так:

$$\tau_{Q0}(J_2) = \sqrt{(2J_1+1)(2J_2+1)} \times W(LJ_2J_1Q, J_1J_2) \tau_{Q0}(J_1), \quad (14)$$

где $W(abcd, ef)$ — функция Рака. Можно показать, что в случае, когда частица массивна (n, p, \dots) и испускается с полным угловым моментом j , ответ сохраняет свой вид при замене L на j .

Дополнительно нужно вычислить параметры анизотропии $\beta_Q^{ZN}(J\pi i)$ (6) по некоторым распределениям $\rho_{ZN}^{J\pi i}(K)$. В качестве первого шага мы ввели эти распределения единообразно для всех Z, N, J, π и i с привлечением минимального числа дополнительных параметров. Подробности приведены в статье [8], здесь же только укажем, что выше барьера мы используем статистическое распределение, $\rho_{ZN}^{J\pi i}(K) \sim e^{-K^2/2K_0^2}$, где параметр $K_0^2 = J_{eff} T / \hbar^2$ определяется температурой T ядра на барьере и эффективным моментом инерции J_{eff} (см. [1]), тогда как ниже барьера мы принимаем $\rho_{ZN}^{J\pi i}(K) \sim e^{-\alpha(|K|-K_1)^2}$, где α — фиксированный параметр, а K_1 — проекция спина для доминирующего переходного состояния. В области промежуточных энергий столкновения делящиеся ядра, как правило, обладают достаточно высокими энергиями возбуждения, так что вид распределения по K для энергий ниже барьера для большинства изотопов не существен. Лишь в области очень низких энергий столкновения, когда деление компаунд-ядра ^{238}Np является подбарьерным, значение K_1 для изотопа ^{238}Np определяет вид углового распределения осколков; значимым является также выбор K_1 для изотопа ^{237}Np в области пороговой энергии для реакции $(n, n' f)$. Выбор K_1 для ^{238}Np обсуждается в [8]; в этой работе мы ограничимся значением $K_1 = 0$. Что касается других изотопов, то K_1 было принято равным 0.5 для ^{237}Np и 1.5 для всех других ядер.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Таким образом, дополнив программу TALYS вычислениями спин-тензоров ориентации ядерных состояний и параметров анизотропии, мы получили инструмент для расчета угловых распределений осколков. Но до вычисления угловой анизотропии осколков в реакции $^{237}\text{Np}(n, f)$ нужно убедиться в том, что этот инструмент разумным образом воспроизводит по крайней мере сечение деления в этой же реакции. Этого удалось

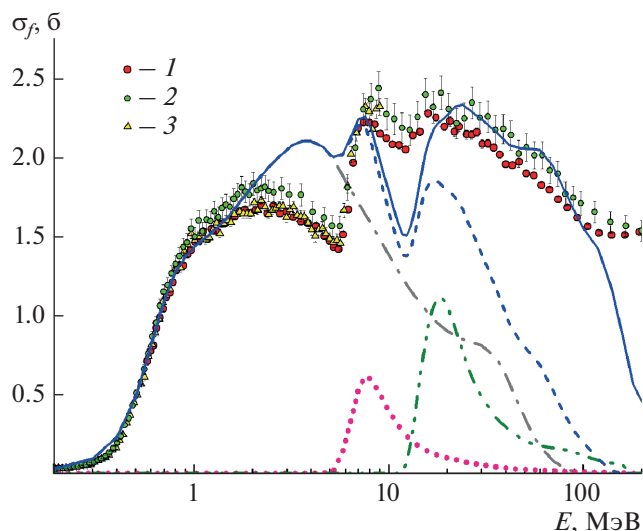


Рис. 1. Сечение деления ^{237}Np в зависимости от энергии E падающих нейтронов. Экспериментальные данные: 1 – [17], 2 – [18], 3 – [19]. Расчетные кривые: сплошная линия – сечение деления σ_f , штриховая линия – компаунд-составляющая сечения деления σ_f^C , штрих-пунктирная линия – вклад деления 1-го шанса, точечная линия – вклад деления 2-го шанса, штрих-пунктирная линия с двумя точками – вклад деления 3-го шанса.

добиться для энергий до 100 МэВ подбором некоторых параметров барьеров деления изотопов ^{238}Np , ^{237}Np , ^{236}Np (см. [8]); заметные расхождения между расчетным и измеренным [17–19] сечениями остались в интервале 2–16 МэВ, но они не превышают 25–30% (см. рис. 1). С этими же параметрами мы вычислили угловую анизотропию осколков в зависимости от энергии падающих нейтронов. Если в [8] анизотропия была вычислена для одного значения J_{eff} ($\hbar^2/J_{eff} = 17$ кэВ), то здесь мы приводим результаты расчетов еще для двух значений J_{eff} , таких, что $\hbar^2/J_{eff} = 12$ и 22 кэВ. Результаты представлены на рис. 2 вместе с экспериментальными значениями анизотропии, полученными нами [8], а также ранее измеренными для энергий до 20 МэВ [20–26].

В соответствии с ожиданиями рассчитанная анизотропия не зависит от J_{eff} при энергиях ниже 1 МэВ, где деление носит подбарьерный характер, и выше 100 МэВ, где наблюдаемое угловое распределение становится близким к изотропному. В области 1–100 МэВ величина \hbar^2/J_{eff} проявляет себя как масштабный фактор, не влияя на энергетическую зависимость анизотропии. Если принять, что все экспериментальные точки обла-

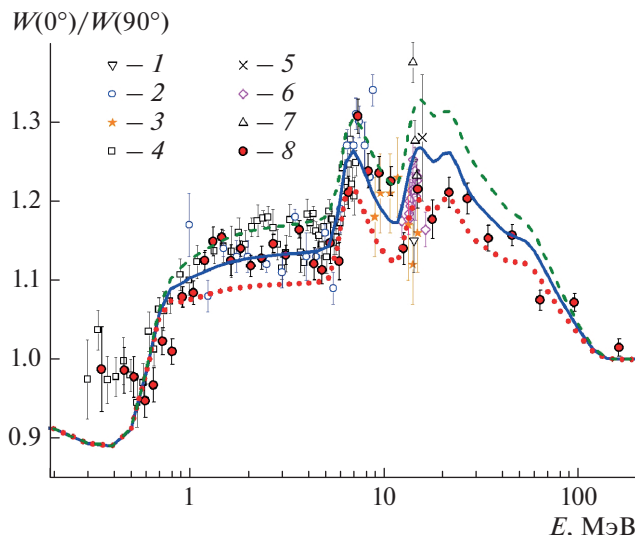


Рис. 2. Угловая анизотропия осколков деления ^{237}Np в зависимости от энергии E падающих нейтронов. Экспериментальные данные: 1 – [20], 2 – [21], 3 – [22], 4 – [23], 5 – [24], 6 – [25], 7 – [26], 8 – [8]. Штриховая, сплошная и точечная линии соответствуют угловой анизотропии, вычисленной с параметром \hbar^2/J_{eff} , равным 22, 17 и 12 кэВ соответственно.

дают одинаковой значимостью, то сплошная линия, соответствующая $\hbar^2/J_{eff} = 17$ кэВ, наилучшим образом описывает общий ход угловой анизотропии. Очевидно, однако, что рассматриваемая здесь модель с минимальным числом привлекаемых параметров является упрощенной. На самом деле J_{eff} меняется от ядра к ядру, и тот факт, что точечная линия, соответствующая $\hbar^2/J_{eff} = 12$ кэВ, лучше описывает экспериментальные значения в области вблизи 20 МэВ, может указывать на то, что эффективные моменты инерции ядер, определяющих эффект анизотропии в этой области, близки как раз к величине $\hbar^2/(12$ кэВ).

Обратим, далее, внимание на быстрое падение угловой анизотропии с ростом энергии выше 20 МэВ. Легко видеть, что этот эффект коррелирует с аналогичным падением компаунд-составляющей сечения деления σ_f^C (штриховая линия на рис. 1). Это свидетельствует о справедливости нашего предположения об изотропном характере другой составляющей сечения деления σ_f^{DPE} . При этом, однако, эксперимент указывает на наличие пусть небольшой, но отличной от нуля анизотропии выше 100 МэВ. Возможно причина состоит в том, что в выполненном нами расчете с параметрами, определяющими предравновесные вклады и заданными в TALYS по умолчанию, занижается

вклад компаунд-процессов. Если это так, то будущие более детальные исследования позволят скорректировать оценку вклада предравновесных процессов в реакциях при промежуточных энергиях по данным об угловой анизотропии осколков.

Обратим внимание на максимумы в энергетической зависимости угловой анизотропии. Они соответствуют максимумам в сечении деления, возникающим при пороговых энергиях для реакций $(n, n' f)$, $(n, 2nf)$, $(n, 3nf)$. Для наглядности на рис. 1 представлено разложение рассчитанного сечения деления σ_f на вклады, обусловленные 1-м, 2-м и 3-м шансами. Заметим, что механизмы формирования максимумов в сечении деления и угловой анизотропии осколков различаются. Максимум в угловой анизотропии после прохождения пороговой энергии возникает потому, что новое ядро делится при энергии возбуждения, близкой к высоте барьера. Соответствующее переходное состояние, как правило, характеризуется малым значением K_1 , и это приводит к росту угловой анизотропии. Таким образом, угловые распределения осколков обладают значительно более высокой чувствительностью к характеристикам переходных состояний, нежели сечение деления, не только при очень низких, но и достаточно высоких энергиях. Дополнительные соображения, касающиеся вкладов делений высоких шансов в формирование угловой анизотропии осколков, приведены в [8].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе дан обзор текущей ситуации с теоретическим описанием экспериментальных данных по угловым распределениям осколков в реакциях с нейтронами относительно низких и промежуточных энергий. Представлена модель, позволяющая рассчитывать угловые распределения осколков и основанная на использовании программы TALYS. В рамках упрощенной версии этой модели вычислена энергетическая зависимость угловой анизотропии осколков деления ядра ^{237}Np нейтронами с энергиями до 200 МэВ. Соответствие рассчитанных величин наблюдаемым значениям свидетельствует о работоспособности модели. Показано, что модель может быть использована для получения новой информации как о реакциях при промежуточных энергиях, так и о процессе деления.

Работа частично поддержана грантом Российского фонда фундаментальных исследований № 18-02-00571.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Vandenbosch R., Huizenga J.R.* Nuclear Fission. N.Y.: Academic Press, 1973. 407 p.

2. *Ryzhov I.V., Onegin M.S., Tutin G.A. et al.* // Nucl. Phys. A. 2005. V. 760. P. 19.
3. *Воробьев А.С., Гагарский А.М., Щербаков О.А. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 2015. Т. 102. С. 231; *Vorobyev A.S., Gagarski A.M., Shcherbakov O.A. et al.* // JETP Lett. 2015. V. 102. P. 203.
4. *Воробьев А.С., Гагарский А.М., Щербаков О.А. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 2016. Т. 104. С. 377; *Vorobyev A.S., Gagarski A.M., Shcherbakov O.A. et al.* // JETP Lett. 2016. V. 104. P. 365.
5. *Vorobyev A.S., Gagarski A.M., Shcherbakov O.A. et al.* // EPJ Web Conf. 2017. V. 146. Art. № 04011.
6. *Воробьев А.С., Гагарский А.М., Щербаков О.А. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 2018. Т. 107. С. 547; *Vorobyev A.S., Gagarski A.M., Shcherbakov O.A. et al.* // JETP Lett. 2018. V. 107. P. 521.
7. *Воробьев А.С., Гагарский А.М., Щербаков О.А. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. С. 1367; *Vorobyev A.S., Gagarski A.M., Shcherbakov O.A. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2018. V. 82. P. 1240.
8. *Воробьев А.С., Гагарский А.М., Щербаков О.А. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 2019. V. 110. С. 222; *Vorobyev A.S., Gagarski A.M., Shcherbakov O.A. et al.* // JETP Lett. 2019. V. 110. P. 242.
9. *Tarrio D., Leong L.S., Audouin L. et al.* // Nucl. Data Sheets. 2014. V. 119. P. 35.
10. *Leal-Cidoncha E., Duran I., Paradela C. et al.* // EPJ Web Conf. 2016. V. 111. Art. № 10002.
11. *Geppert-Kleinrath V., Tovesson F., Barrett J.S. et al.* // Phys. Rev. C. 2019. V. 99. Art. № 064619.
12. *Blum K.* Density matrix theory and applications. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 2012. P. 115.
13. *Барабанов А.Л., Гречухин Д.П.* // ЯФ. 1986. Т. 43. С. 1386; *Barabanov A.L., Grechukhin D.P.* // Sov. J. Nucl. Phys. 1986. V. 43. P. 892.
14. *Capote R., Herman M., Oblozinsky P. et al.* // Nucl. Data Sheets. 2009. V. 110. P. 3107.
15. *Koning A.J., Hilaire S., Duijvestijn M.C.* Proc. Int. Conf. on Nucl. Data for Sci. and Technol. Nice: EDP Sciences, 2008. P. 211.
16. *Cox J.A.M., Tolhoek H.A.* // Physica. 1953. V. 19. P. 673.
17. *Shcherbakov O., Donets A., Evdokimov A. et al.* // J. Nucl. Sci. Tech. 2002. V. 39. Suppl. 2. P. 230.
18. *Paradela C., Tassan-Got L., Audouin L. et al.* // Phys. Rev. C. 2010. V. 82. Art. № 034601.
19. *Diakaki M., Karadimos D., Vlastou R. et al.* // Phys. Rev. C. 2016. V. 93. Art. № 034614.
20. *Brolley J.E., Dickinson W.C.* // Phys. Rev. 1954. V. 94. P. 640.
21. *Simmons J.E., Henkel R.L.* // Phys. Rev. 1960. V. 120. P. 198.
22. *Leachman R.B., Blumberg L.* // Phys. Rev. 1965. V. 137. P. B814.
23. *Шпак Д.Л., Фурсов Б.И., Смирненкин Г.Н.* // ЯФ. 1970. Т. 12. С. 35; *Shpak D.L., Fursov B.I., Smirenkin G.N.* // Sov. J. Nucl. Phys. 1971. V. 12. P. 19.
24. *Iyer R.H., Sagu M.L.* Proc. of the Nuclear Phys. and Sol. St. Phys. Symposium. V. 2. (Madurai, 1970). P. 57.
25. *Андрosenко Х.Д., Королев Г.Г., Шпак Д.Л.* // ВАНТ. Сер. Яд. конст. 1982. Т. 46. № 2. С. 9.
26. *Quichaoui S., Juhasz S., Varnagy M., Csikai J.* // Acta Phys. Hungar. 1988. V. 64. P. 209.