

ОЦЕНКА ВЕЛИЧИНЫ И ЗНАКА РОТ-ЭФФЕКТА ДЛЯ ИЗОТОПОВ $^{239,241}\text{Pu}$ ПРИ ИХ ДЕЛЕНИИ ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ НЕЙТРОНАМИ В РЕЗОНАНСНОЙ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ОБЛАСТИ

© 2024 г. И. С. Гусева^{1)*}, Ю. И. Гусев^{1)**}

Поступила в редакцию 25.11.2023 г.; после доработки 05.01.2024 г.; принята к публикации 05.01.2024 г.

Предлагается провести измерения сдвига углового распределения легких заряженных частиц (ЛЗЧ) в тройном делении поляризованными нейтронами изотопов плутония в области резонансов с $E_n = 0.264$ эВ для мишени ^{241}Pu и $E_n = 0.294$ эВ для мишени ^{239}Pu . Надежность интерпретации этих экспериментов будет выгодно отличаться от измерений, проведенных ранее при $E_n = 4.5$ мэВ. Преимущество связано с заметным ослаблением здесь влияния резонансов, параметры которых могут вызывать определенное сомнение. Речь идет о резонансах, введенных при энергии нейтронов $E_n < 0$ эВ. Кроме того, в области этих двух резонансов доли примесных парциальных сечений со спином, отличающимся от спина самого резонанса, невелики. Важно, что величина эффектов, ожидаемых при указанных резонансных энергиях, будет существенно больше полученных ранее в холодной энергетической области.

DOI: 10.31857/S0044002724030208, EDN: IVJFSB

1. ВВЕДЕНИЕ

Эксперименты, проведенные в Гренобле по выявлению асимметрий вылета легких заряженных частиц (ЛЗЧ) в индуцированном делении ядер ^{235}U поляризованными нейтронами [1], положили начало изучению нового эффекта, связанного с наличием в компаунд-ядрах ротационных состояний. Эти исследования впервые доказали, что ранее введенные для описания спектров коллективных состояний ядра ротационные функции являются не просто удобным математическим аппаратом, а соответствуют реальному вращению ядра в пространстве.

Для обнаружения данной асимметрии была использована геометрия эксперимента, описанного в статье [2]. В центре делительной камеры располагалась мишень, по обе стороны от которой на оси X были установлены многопроволочные детекторы осколков. Индуцированное деление радиоактивного вещества мишени происходило под действием холодного пучка нейтронов с энергией $E_n = 4.5$ мэВ, продольно поляризованных вдоль оси Z . Два массива по 12 детекторов для регистрации ЛЗЧ располагались вокруг оси Y по обе стороны по отношению к плоскости, проведенной через ось деления и направление нейтронного пучка.

При взаимодействии поляризованного пучка нейтронов с ядрами мишени в этих экспериментах возник

ает определенная ориентация спина компаунд-ядер вдоль оси Z , в результате чего вращательное движение [3] компаунд-состояний также становится ориентированным. При этом угловое распределение испускаемых при делении легких заряженных частиц будет сдвинуто на угол $\Delta\delta = \Delta F - \Delta\alpha$ относительно направления регистрации легкого фрагмента по сравнению с аналогичным угловым распределением легких частиц для неполяризованного нейтронного пучка. Здесь ΔF — угол, на который за счет вращения системы отклоняется осколок, а $\Delta\alpha$ — аналогичный угол для ЛЗЧ, большую часть из которых составляют α -частицы. Важным является то, что углы отклонения ЛЗЧ и осколков не совпадают. ЛЗЧ отстают в своем вращательном движении от осколков. Именно это позволяет увидеть смещение $\Delta\delta$ углового распределения ЛЗЧ. Для увеличения точности экспериментального определения этого углового сдвига целесообразно было использовать инверсию поляризации нейтронного пучка. В этом случае не происходит никакого другого изменения углового распределения ЛЗЧ кроме возникновения его сдвигов в двух противоположных направлениях. С помощью проведенного таким образом эксперимента можно наблюдать величину углового смещения $2\Delta\delta$. Именно эта удвоенная величина углового сдвига ЛЗЧ приводится в работе [2] в качестве РОТ-эффекта.

2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ

Для подтверждения связи данного эффекта с наличием в ядрах ротационных состояний были проведе-

¹⁾ Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт” — ПИЯФ, Гатчина, Россия.

* E-mail: guseva_is@npni.nrcki.ru

** E-mail: gusev_yi@npni.nrcki.ru

ны модифицированные траекторные расчеты [4, 5], которые позволили также объяснить знак и величину наблюдаемых сдвигов угловых распределений.

Количественно учет вращения в модифицированных траекторных расчетах был основан на использовании величины эффективной угловой скорости ω_{eff} , определяемой на момент, близкий к разделению вращающегося ядра на два осколка и α -частицу:

$$\omega_{\text{eff}} = \omega_z(J_+, K_+) \frac{\sigma_+}{\sigma_+ + \sigma_-} + \omega_z(J_-, K_-) \frac{\sigma_-}{\sigma_+ + \sigma_-}, \quad (1)$$

где $\omega_z(J_+, K_+)$ и $\omega_z(J_-, K_-)$ — парциальные угловые скорости вращения ядерной системы вокруг оси ее поляризации. Они соответствуют двум возможным значениям спинов $J_+ = I + 1/2$ и $J_- = I - 1/2$, возникающим у компаунд-ядер при индуцированном делении ядра-мишени со спином I медленными нейтронами. Вклад каждой из этих скоростей в эффективную угловую скорость вращения системы на момент, близкий к ее разрыву, пропорционален соответствующему парциальному сечению деления, обозначенному в (1) как σ_+ или σ_- .

Парциальная угловая скорость, соответствующая фиксированному спину компаунд-ядра, определялась через отношение средней проекции этого спина на ось его поляризации к проекции на эту же ось момента инерции системы \mathfrak{J}_z сразу после деления составного ядра на три объекта:

$$\omega_z(J_{\pm}, K_{\pm}) \sim \frac{\langle J_z(J_{\pm}, K_{\pm}) \rangle}{\mathfrak{J}_z}. \quad (2)$$

Величина угловой скорости зависит также от проекции K соответствующего спина на ось деления ядра и может быть получена с помощью выражений [6]

$$\begin{aligned} \omega_z(J_+, K_+) &= + \frac{p_n \hbar}{2\mathfrak{J}_z} \times \frac{J_+(J_+ + 1) - K_+^2}{J_+}, \\ \omega_z(J_-, K_-) &= - \frac{p_n \hbar}{2\mathfrak{J}_z} \times \frac{J_-(J_- + 1) - K_-^2}{J_- + 1} \end{aligned} \quad (3)$$

Разные знаки парциальных скоростей $\omega_z(J_+, K_+)$ и $\omega_z(J_-, K_-)$ связаны с противоположным направлением вращения компаунд-ядра при захвате нейтрона в состоянии с J_+ или J_- .

Все параметры, необходимые для определения эффективной скорости вращения системы непосредственно после ее деления, кроме проекций двух возможных спинов на ось деления, могут быть получены заранее.

В первую очередь на величину углового смещения влияет соотношение парциальных скоростей вращения делящейся системы (3). Кроме них при вычислении эффективной скорости вращения (1) необходимо знать соотношение парциальных сечений деления σ_+/σ_- , соответствующее конкретной энергии налетающих нейтронов E_n . Если это соотношение было получено в интересующей нас области энергий экспериментально, то варьировать его можно лишь в пределах

погрешности измерения этой величины. В том случае, когда экспериментальное соотношение парциальных сечений неизвестно, приходится использовать теоретически рассчитанное для данной энергии нейтронов значение. Эти расчеты могут быть выполнены, например, с помощью стандартной программы SAMMY [7], основанной на R -матричной теории с учетом интерференции уровней с одинаковыми спинами.

Очевидно, что как парциальные, так и полные сечения деления целиком зависят от формирующих эти сечения резонансов. Параметры резонансов приводятся в различных файлах данных, таких как ENDF, JENDL, JEFF и т.д. При отсутствии экспериментальных значений парциальных сечений критерием корректного определения резонансных параметров с помощью программы SAMMY (или какой-либо другой) является точное совпадение в широком энергетическом диапазоне вычисленных и экспериментальных сечений деления. Учитывая, что резонансные параметры, приведенные в ENDF (Evaluated Nuclear Data File) [8], были получены с помощью программы SAMMY, мы использовали резонансные параметры именно из ENDF, определяя посредством этой же программы соотношение σ_+/σ_- .

Существует несколько версий ENDF, поскольку для некоторых изотопов параметры периодически корректируются. Это отражается в серийном номере файла, содержащего оцененные данные.

Для вычисления парциальных угловых скоростей необходимо задать момент инерции делящейся системы, который зависит от ее пространственной конфигурации. Определить параметры системы близко к моменту ее деления можно на основе проведения для каждого ядра-мишени традиционных траекторных расчетов, подобных [9–11]. Эти расчеты представляют собой Монте-Карло-симуляцию разлета трех образовавшихся продуктов деления за счет взаимного кулоновского взаимодействия. В результате этих вычислений могут быть определены начальные параметры только что разделившейся системы, при которых удастся описать угловые и энергетические распределения для ЛЗЧ и осколков, известные из экспериментов на неполяризованных пучках нейтронов. Место расположения максимума углового распределения ЛЗЧ в данном случае совпадает с тем его положением, которое наблюдалось бы при отсутствии вращения делящейся системы, поскольку здесь нет ориентации спина компаунд-ядра, а значит, и ориентации его вращательного движения.

После того, как с помощью традиционных вычислений для делящейся на три части системы были найдены и зафиксированы конфигурационные и энергетические начальные параметры, применялись специальным образом модифицированные траекторные расчеты. Эта модификация заключалась в учете ориентированного вращения делящейся системы [4, 5], которое появляется при взаимодействии с ядра-

ми мишени поляризованного пучка нейтронов. Модифицированные расчеты, использующие эффективную скорость вращения системы сразу после ее разделения, позволяют определить изменение вращения трех взаимодействующих заряженных объектов во времени при их дальнейшем движении.

По мере удаления осколков и ЛЗЧ друг от друга увеличивается момент инерции системы, скорость вращения всех объектов замедляется, что в асимптотическом пределе приводит к фиксированным углам поворота продуктов деления. Расчеты показали, что ведомые вначале кулоновским полем осколков α -частицы, составляющие большую часть ЛЗЧ, постепенно отстают от них в своем вращении. При этом угловое распределение ЛЗЧ, зарегистрированное относительно одного из осколков, выглядит сдвинутым в сторону больших или меньших углов в зависимости от направления поляризации нейтронного пучка, задающего направление вращения компаунд-ядер.

Поскольку проекции двух возможных спинов компаунд-ядра неизвестны, но при заданном спине могут принимать лишь ограниченное количество значений, была использована возможность выбирать среди них те, что дают угловые сдвиги ЛЗЧ, наиболее близкие к экспериментальным результатам. Определение наиболее подходящих значений K_+ и K_- не только позволило избежать неопределенности в ранее неизвестных параметрах, но также позволило согласовать расчетные и экспериментальные значения ROT-эффекта как для мишени ^{235}U , так и для ^{233}U , несмотря на то, что экспериментальные результаты для этих изотопов отличаются более чем на порядок [2].

3. ROT-ЭФФЕКТ НА ИЗОТОПАХ $^{239,241}\text{Pu}$

Кроме угловых сдвигов ЛЗЧ в тройном делении холодными поляризованными нейтронами двух изотопов урана, они были получены также для ядер $^{239,241}\text{Pu}$. Особенностью мишени ^{239}Pu является спин $I = 1/2$ поэтому одно из двух возможных компаунд-состояний, через которые идет деление, а именно с $J_- = 0$, не является ротационным. При расчете углового сдвига ЛЗЧ, связанного с вращением этого ядра, свобода выбора параметров заключалась лишь в назначении той проекции на ось деления для спина $J_+ = 1$, при которой вычисленное значение сдвига окажется наиболее близким к экспериментально полученному результату. В итоге для мишени ^{239}Pu было принято однозначное решение в пользу ротационной полосы с $K_+ = 1$, поскольку состояние с квантовыми числами $(J_+, K_+) = (1, 0)$ должно было бы привести к существенно большему сдвигу изучаемого углового распределения ЛЗЧ.

Таким образом, ротационный угловой сдвиг в трех ($^{233,235}\text{U}$, ^{239}Pu) из четырех исследованных ядер удалось описать на основе параметров, которые пред-

ставлены в файле ENDF/B-VI. Для лучшего согласования расчетных значений ROT-эффекта с экспериментом в этих случаях варьировались в пределах возможных значений лишь реально неизвестные проекции спинов компаунд-состояний. Что касается мишени ^{241}Pu , то здесь для энергии налетающих нейтронов $E_n = 4.5$ мэВ с использованием резонансных параметров из файла ENDF/B-VI получалось соотношение парциальных сечений деления $\sigma_+/\sigma_- = 6.66$, при котором сдвиг углового распределения ЛЗЧ оказывался существенно больше экспериментального вне зависимости от выбора значений K_+ и K_- .

В данном случае для того, чтобы получить совпадение расчетной величины углового сдвига с его экспериментальным значением, соотношение парциальных сечений деления σ_+/σ_- при энергии налетающих нейтронов $E_n = 4.5$ мэВ было заменено на 0.64. При таком соотношении парциальных сечений деления кривая, соответствующая сечению со спином $J_+ = 3$, должна идти ниже, чем кривая для $J_+ = 2$. Однако вычисления по программе SAMMY с использованием резонансных параметров файла ENDF/B-VI, также как и файла ENDF/B-VIII-0, дают совсем иную картину (рис. 1).

Столь большое изменение величины σ_+/σ_- с целью получить совпадение расчетной величины углового сдвига ЛЗЧ с экспериментальным значением вызывает законный вопрос. Для ответа на него надо понять, каким образом данное соотношение 6.66 для мишени ^{241}Pu было получено. Если бы оно было получено экспериментально, то авторы статьи [2] имели бы право изменять его только в пределах погрешности измерений. Поскольку экспериментальное значение этого отношения при энергии падающих нейтронов $E_n = 4.5$ мэВ авторам [2] не было известно, а соотношение σ_+/σ_- было получено с использованием резонансных параметров, приведенных в ENDF/B-VI, то здесь ситуация иная. В этом случае необходимо обсудить корректность самих резонансных параметров, примененных в расчете дифференциальных сечений деления.

Резонансные параметры, указанные в файлах ENDF, которые необходимо определить при неизвестной экспериментальной зависимости σ_+/σ_- , находятся путем подгонки полных сечений деления, рассчитанных в широком диапазоне энергий, к экспериментальным. Эти расчеты выполняются с помощью программы SAMMY, основанной на R-матричной теории с учетом интерференции уровней с одинаковыми спинами. Стоит отметить, что параметры большинства резонансов в видимой области энергий нейтронов определяются достаточно хорошо. В то же время резонансы, расположенные при $E_n < 0$ эВ, недоступны для наблюдения и вводятся лишь на основе наилучшего совпадения рассчитанных и экспериментальных полных сечений деления в положительной области нейтронных энергий. При

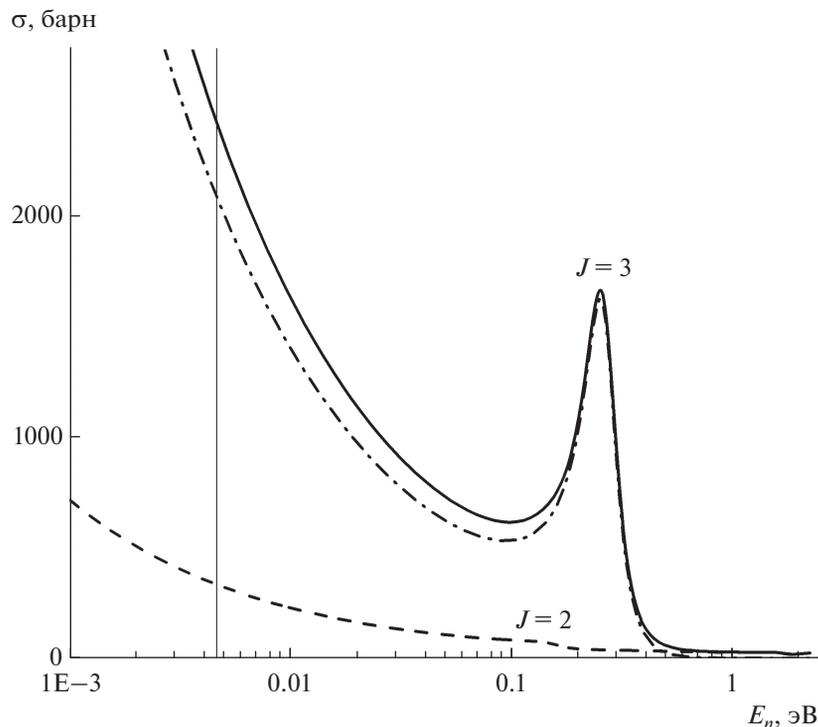


Рис. 1. Полное сечение индуцированного нейтронами деления ядер мишени ^{241}Pu (сплошная кривая) и соответствующие парциальные сечения (штриховая кривая для $J_- = 2$, штрихпунктирная — для $J_+ = 3$). Значения всех сечений были получены с помощью программы SAMMY на основе резонансных параметров из файла ENDF/B-VIII-0 (USA, 2018). Вертикальная линия, проведенная при $E_n = 4.5$ мэВ, соответствует энергии нейтронов, при которой был выполнен эксперимент по изучению РОТ-эффекта в индуцированном тройном делении ядер мишени ^{241}Pu [2].

этом определенный произвол существует не только в параметрах резонансов, введенных при $E_n < 0$ эВ, но даже в их количестве. Это может существенно повлиять на результат, полученный для отношения спин-разделенных сечений в области холодных или тепловых нейтронов, где нет видимых резонансов с определенными спинами, которые могли бы служить ориентирами.

Для того чтобы исключить из возможных причин несогласованности эксперимента и расчета углового сдвига ЛЗЧ при $E_n = 4.5$ мэВ неверное соотношение парциальных сечений, нужно иметь экспериментальные значения спин-разделенных сечений при этой энергии. При невозможности выполнить экспериментальное определение парциальных сечений для мишени ^{241}Pu в холодной и тепловой областях нейтронных энергий в настоящей работе предлагается провести изучение РОТ-эффекта для этого изотопа в резонансной энергетической области. Первый достаточно сильный резонанс можно видеть при энергии нейтронов $E_n = 0.264$ эВ. Его спин определен как $J_+ = 3$, а вклад при этой энергии резонансов со спином $J_- = 2$ невелик. Резонансы, расположенные в отрицательной области нейтронной энергии, уже не оказывают существенного влияния на соотношение спин-разделенных сечений при $E_n = 0.264$ эВ. Поэтому даже при определенном недоверии к приведен-

ном в файле ENDF/B-VIII-0 резонансам в отрицательной энергетической области можно рассчитывать на получение достаточно корректно вычисленного соотношения σ_+/σ_- в месте нахождения резонанса, соответствующего $E_n = 0.264$ эВ.

Расчеты показывают (табл. 1), что ожидаемый здесь РОТ-эффект может в 1.5 раза превосходить самый значительный сдвиг углового распределения ЛЗЧ, экспериментально обнаруженный к настоящему времени при исследовании четырех ядер, а именно, для мишени ^{235}U . К тому же он может быть в 7 раз больше измеренного в холодной энергетической области нейтронов для мишени ^{241}Pu . Заметим, что столь существенное увеличение эффекта возможно лишь в очень узкой энергетической области, соответствующей максимуму резонанса. В реальных условиях надо учитывать тот диапазон энергий нейтрона, в пределах которого происходит измерение. Если при этих измерениях удастся получить совпадение рассчитанного и экспериментального РОТ-эффектов, то сомнение в корректности резонансов, введенных в отрицательной энергетической области, станет более обоснованным. В этом случае может появиться запрос на пересмотр резонансных параметров при $E_n < 0$ эВ.

Использование для мишени ^{241}Pu соотношения парциальных сечений $\sigma_+/\sigma_- = 0.64$ с целью согласования вычисленного углового сдвига ЛЗЧ и полу-

Таблица 1. Оценка РОТ-эффекта $2\Delta = (\delta_F - \delta_\alpha)^\circ$ для ^{241}Pu при $E_n = 0.264$ эВ

J_+, K_+ \ J_-, K_-	2, 0	2, 1	2, 2
3, 0	0.337°	0.338°	0.340°
3, 1	0.309°	0.310°	0.312°
3, 2	0.224°	0.224°	0.226°
3, 3	0.081°	0.082°	0.084°

Таблица 2. Оценка РОТ-эффекта $2\Delta = (\delta_F - \delta_\alpha)^\circ$ для ^{239}Pu при $E_n = 0.294$ эВ

J_+, K_+ \ J_-, K_-	0, 0
1, 0	0.17°
1, 1	0.085°

ченного экспериментально означает, что в этой области нейтронных энергий кривая, соответствующая сечению со спином $J_+ = 3$ должна идти ниже, чем кривая для $J_+ = 2$. В таком случае для этой мишени графическое изображение спин-разделенных сечений в области холодных и тепловых нейтронов должно было выглядеть примерно так, как для мишени ^{239}Pu (см. рис. 2).

Однако в области холодных и тепловых нейтронов зависимости парциальных сечений деления этих изотопов от энергии налетающих нейтронов сильно различаются. Отметим, что зависимость парциальных сечений индуцированного нейтронами ядра ^{239}Pu , также как и аналогичные кривые для ^{241}Pu , были построены на основе резонансных параметров, содержащихся в файле ENDF/B-VIII-0. В расчет были включены все резонансы, указанные для отрицательной энергетической области нейтронов, а также резонансы при $E_n > 0$ вплоть до $E_n = 20$ эВ. Максимум первого хорошо идентифицируемого резонанса в положительной энергетической области налетающих нейтронов соответствует $E_n = 0.296$ эВ, т.е. расположен примерно при той же энергии, что и для мишени ^{241}Pu . Определенная схожесть этих картин в резонансной области и значительное расхождение в области холодных и тепловых нейтронов для двух изотопов Pu могут сделать запрос на пересмотр резонансных параметров при $E_n < 0$ эВ в ^{241}Pu более обоснованным.

Здесь следует заметить, что резонанс с энергией $E_n = 0.296$ эВ и спином $J_+ = 3$ при делении поляризованными нейтронами ^{239}Pu также может представлять интерес для измерения РОТ-эффекта, поскольку фоновая подложка, связанная с вкладом парциального сечения от $J_- = 2$ мала, а резонансы, введенные при $E_n < 0$ эВ, оказывают незначительное влияние. Оценка знака и величины РОТ-эффекта в области этого резонанса (табл. 2) показывает, что по отношению к холодной энергетической области эффект

может быть того же знака и примерно в 3.5 раза сильнее. Тем не менее, величина эффекта на этом резонансе останется существенно меньше, чем для резонанса с энергией $E_n = 0.264$ эВ в делении поляризованными нейтронами изотопа ^{241}Pu .

4. ВОЗМОЖНОСТЬ ОЦЕНКИ РОТ-ЭФФЕКТА В ДВОЙНОМ ДЕЛЕНИИ $^{239,241}\text{Pu}$

Эксперименты по вынужденному двойному делению поляризованными нейтронами ядер мишени ^{235}U [12–14] продемонстрировали существование такого эффекта асимметрии при вылете γ -квантов, который также может быть объяснен наличием ротационного движения в компаунд-ядре. В бинарном делении ядер с помощью поляризованных нейтронов, также как и в тройном, происходит изменение направления движения осколков относительно первоначального направления из-за вращения делящейся системы. Если бы была возможность зарегистрировать сначала то направление, в котором они двигались сразу после деления, а затем измененное, то угловая разница между этими направлениями соответствовала бы ΔF .

Хотя мы не можем зафиксировать первоначальное направление движения осколков непосредственно, но понять, как было ориентировано движение осколков близко к моменту разрыва ядра, все же можно по анизотропии углового распределения γ -квантов. Эта анизотропия возникает из-за того, что близко к моменту разрыва ядра осколки приобретают значительные по величине угловые моменты (спины), выстроенные в плоскости, перпендикулярной оси деления. Такая ориентация спинов осколков приводит в бинарном делении к увеличению количества вылетевших вдоль первоначальной оси деления как γ -квантов, так и нейтронов, т.е. возникает анизотропия излучения [15, 16], которая не меняется со временем как результат существования закона сохранения углового момента. Эта анизотропия влияет на угловое распределение γ -квантов, а также нейтронов, до тех пор пока осколки не достигнут детектора. При этом направление движения самого осколка из-за вращения системы не остается прежним. Более детально об этом, а также об оценке величины РОТ-эффекта в бинарном делении, написано в работах [17, 18].

Несмотря на различие в механизме формирования эффектов в двойном и тройном делении [18], зависимость их величины от энергии налетающих поляризованных нейтронов вполне может иметь схожий характер. Величина любого из этих эффектов является функцией соотношения парциальных сечений, соответствующих двум возможным спинам компаунд-ядра. Если энергетические зависимости сечений двойного и тройного делений подобны, то и соотношения двух возможных компонент вращения в противоположных направлениях будут иметь схо-

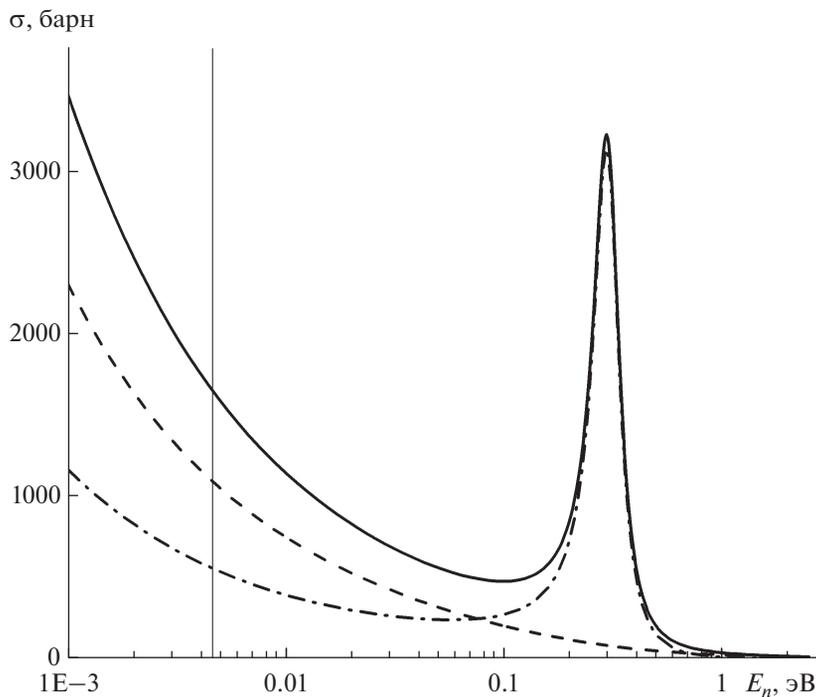


Рис. 2. Полное сечение индуцированного нейтронами деления ядер мишени ^{239}Pu (сплошная кривая) и соответствующие парциальные сечения (штриховая кривая для $J_- = 0$, штрихпунктирная — для $J_+ = 1$). Значения всех сечений были получены с помощью программы SAMMY на основе резонансных параметров из файла ENDF/B-VIII-0. Вертикальная линия соответствует энергии нейтронов эксперимента по изучению РОТ-эффекта в индуцированном тройном делении ядер мишени ^{239}Pu [2].

жий характер. Из этого следует, что эксперименты, выполненные в бинарном делении ядер $^{239,241}\text{Pu}$ при резонансной энергии налетающих нейтронов, могут по тем же причинам, что и в тройном делении, быть предпочтительнее измерений в холодной или тепловой энергетической области.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предлагается измерять сдвиг углового распределения легких заряженных частиц в индуцированном тройном делении изотопов плутония резонансными нейтронами с $E_n = 0.264$ эВ для мишени ^{241}Pu и $E_n = 0.294$ эВ для мишени ^{239}Pu . Интерпретация этих экспериментов будет выгодно отличаться от измерений, проведенных ранее [2] при $E_n = 4.5$ мэВ. Преимущество связано с заметным ослаблением влияния резонансов, введенных при нейтронной энергии $E_n < 0$, параметры которых могут вызывать определенное сомнение. Кроме того, анализ соотношения вкладов парциальных сечений деления в области этих двух резонансов показывает, что при резонансных энергиях доля вклада со спином, отличающимся от спина резонанса, невелика. Это приводит к преимущественному вращению делящейся системы в направлении, заданном спином резонанса. В результате величина эффектов, обусловленных ориентированным вращением компаунд-ядра перед его делением,

при энергиях поляризованных нейтронов, соответствующих этим резонансам, может быть существенно больше результатов, полученных ранее при $E_n = 4.5$ мэВ, а их надежность выше.

Учитывая довольно ограниченное количество экспериментов, проведенных в тройном делении ядер для изучения РОТ-эффекта, было бы интересно и полезно иметь дополнительную информацию об этом эффекте, полученную в других экспериментах. Это особенно актуально для изотопа ^{241}Pu , поскольку он является единственным из уже исследованных четырех изотопов с помощью нейтронов холодной области, РОТ-эффект которого не удалось описать на основе модифицированных траекторных расчетов с использованием резонансных параметров из файла ENDF/B-VII-01. Проблема заключалась в том, что с этими параметрами получалось такое соотношение парциальных сечений деления, при котором рассчитанный РОТ-эффект был существенно выше экспериментального. Дополнительные эксперименты в области нейтронной энергии $E_n = 0.264$ эВ помогут прояснить корректность введения резонансов при $E_n < 0$ эВ в ENDF/B-VII-01.

Следует заметить, что любое ротационное состояние ядра помимо спина характеризуется еще квантовым числом K , которое не только является проекцией спина ядра на ось его симметрии, но и указывает на нижнее (базовое) состояние этой рота-

ционной полосы. Получение этого параметра в экспериментах, направленных на изучение РОТ-эффекта, является очень важным, поскольку этот параметр может свидетельствовать о наличии или отсутствии в компаунд-ядре вибрации [19]. Исследование РОТ-эффекта не только в тройном, но и в бинарном делении также может оказаться полезным для получения дополнительной информации в понимании возникновения этого эффекта.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. F. Goennenwein, M. Mutterer, A. Gagarski, I. Guseva, G. Petrov, V. Sokolov, T. Zavarukhina, Yu. Gusev, J. von Kalben, V. Nesvizhevski, and T. Soldner, *Phys. Lett. B* **652**, 13 (2007).
2. A. Gagarski, F. Goennenwein, I. Guseva, P. Jesinger, Yu. Kopatch, T. Kuzmina, E. Leli'evre-Berna, M. Mutterer, V. Nesvizhevsky, G. Petrov, et al., *Phys. Rev. C* **93**, 054619 (2016).
3. A. Bohr and B. R. Mottelson, *Nuclear Structure, Vol. 2: Nuclear Deformation* (Benjamin, New York, 1975).
4. И. С. Гусева, Ю. И. Гусев, *Изв. РАН. Сер. физ.* **71**, 382 (2007) [I. S. Guseva and Yu. I. Gusev, *Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* **71**, 367 (2007)].
5. I. Guseva and Yu. Gusev, *AIP Conf. Proc.* **1175**, 355 (2009).
6. В. Е. Бунаков, С. Г. Кадменский, *ЯФ* **71**, 1227 (2008) [V. E. Bunakov and S. G. Kadmenski, *Phys. At. Nucl.* **71**, 1200 (2008)].
7. N. M. Larson, *Updated Users Guide for SAMMY: Multilevel R-matrix Fits to Neutron Data Using Bayes Equations* (Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, TN 37831, 2008).
8. D. A. Brown, M. B. Chadwick, R. Capote, A. C. Kahler, A. Trkov, M. W. Herman, A. A. Sonzogni, Y. Danon, A. D. Carlson, M. Dunn, et al., *Nucl. Data Sheets* **148**, 1 (2018).
9. Y. Bohne, Z. Fraenkel, and I. Nebenzahl, *Phys. Rev.* **156**, 1305 (1967).
10. M. Borkovski, Yu. Gusev, Yu. Zalite, and D. Seliverstov, in *Proceedings of the 18th International Symposium on Nuclear Physics, Physics and Chemistry of Fission, Gaussig* (1988), p. 181.
11. W. Baum, PhD Thesis, Institute fur Kernphysik (TH Darmstadt, 1992).
12. Г. В. Данилян, Й. Кленке, В. А. Крахотин и др., *ЯФ* **72**, 1872 (2009) [G. V. Danilyan, J. Klenke, V. A. Krakhotin, et al., *Phys. At. Nucl.* **72**, 1812 (2009)].
13. Г. В. Вальский, А. М. Гагарский, И. С. Гусева и др., *Изв. РАН. Сер. физ.* **74**, 803 (2010) [G. V. Valsky, A. M. Gagarski, I. S. Guseva, et al., *Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* **74**, 767 (2010)].
14. D. Berikov, G. Ahmadov, Yu. Kopatch, A. Gagarski, V. Novitsky, H. Deng, G. Danilyan, S. Masalovich, Z. Salhi, E. Babcock, J. Klenke, and V. Hutanu, *Phys. Rev. C* **104**(2), 024607; DOI: 10.1103/PhysRevC.104.024607
15. V. M. Strutinskii, *JETP* **10**, 613 (1959).
16. В. Е. Бунаков, И. С. Гусева, С. Г. Кадменский, Г. А. Петров, *Изв. РАН. Сер. физ.* **70**, 1618 (2006) [V. E. Bunakov, I. S. Guseva, S. G. Kadmenski, and G. A. Petrov, *Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* **70**, 1853 (2006)].
17. I. S. Guseva, in *Proceedings of the XVIII International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei, Dubna, May 26–29, 2010* (Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia, 2011), p. 84.
18. И. С. Гусева, А. М. Гагарский, Ю. И. Гусев и др., *Письма в ЭЧАЯ* **10**, 532 (2013) [I. S. Guseva, A. M. Gagarski, Yu. I. Gusev, et al., *Phys. Part. Nucl. Lett.* **10**, 331 (2013)].
19. R. Vandenbosch and J. R. Huizenga, *Nuclear Fission* (Academic Press, New York, 1973), p. 422.

THE VALUE AND THE SIGN ESTIMATION OF THE ROT EFFECT FOR $^{239,241}\text{Pu}$ ISOTOPES DURING THEIR FISSION BY POLARIZED NEUTRONS IN THE RESONANT ENERGY REGION

I. S. Guseva¹⁾, Yu. I. Gusev¹⁾

¹⁾ National Research Center “Kurchatov Institute” — PNPI, Gatchina, Russia

It is proposed to measure the shift in the angular distribution of light charged particles (LCP) in ternary fission caused by polarized neutrons of plutonium isotopes in the resonance region with $E_n = 0.264$ eV for the ^{241}Pu target and $E_n = 0.294$ eV for the ^{239}Pu target. The reliability of interpretation of these experiments will compare favorably with measurements carried out previously at $E_n = 4.5$ meV. The advantage is associated with a noticeable weakening of the influence of resonances, the parameters of which may raise some doubts. We are talking about resonances introduced at neutron energies $E_n < 0$ eV. In addition, in the region of these two resonances, the fractions of impurity partial cross sections with a spin different from the spin of the resonance itself are small. It is important that the magnitude of the effects expected at the indicated resonance energies will be significantly greater than those previously obtained in the cold neutron energy region.