

ИССЛЕДОВАНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК И КОРРЕЛЯЦИОННЫХ ЭФФЕКТОВ В ДЕЛЕНИИ

*Н. А. Гундорин, Ш. С. Зейналов, Ю. Н. Конач,
А. Б. Попов*, В. И. Фурман*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

ВВЕДЕНИЕ	1249
АНИЗОТРОПИЯ РАЗЛЕТА ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ, P-ЧЕТНЫЕ И P-НЕЧЕТНЫЕ ЭФФЕКТЫ	1252
ИССЛЕДОВАНИЯ T-НЕЧЕТНЫХ ЭФФЕКТОВ В ДЕЛЕНИИ ЯДЕР	1261
ИССЛЕДОВАНИЕ ТРОЙНОГО И ЧЕТВЕРНОГО СПОНТАННОГО ДЕЛЕНИЯ ^{252}Cf	1268
ИССЛЕДОВАНИЯ МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ И МАССОВО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР, ВЫЗВАННОГО РЕЗОНАНСНЫМИ НЕЙТРОНАМИ	1269
РАЗВИТИЕ МЕТОДОВ ИССЛЕДОВАНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ЯДЕРНОГО ДЕЛЕНИЯ	1274
ИССЛЕДОВАНИЯ ЭМИССИИ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ АКТИНИДОВ ТЕПЛОВЫМИ НЕЙТРОНАМИ	1277
ИССЛЕДОВАНИЯ ЯДЕРНОГО ДЕЛЕНИЯ И РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ НА ИСТОЧНИКЕ n_TOF В ЦЕРН	1281
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	1282

*E-mail: popov_ab@nf.jinr.ru

ИССЛЕДОВАНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК И КОРРЕЛЯЦИОННЫХ ЭФФЕКТОВ В ДЕЛЕНИИ

*Н. А. Гундорин, Ш. С. Зейналов, Ю. Н. Копач,
А. Б. Попов*, В. И. Фурман*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Представлены результаты исследований Р-четных и Р-нечетных угловых корреляций осколков деления ядер ^{235}U и ^{239}Pu под действием неполяризованных и поляризованных резонансных нейтронов, а также TRI- и ROT-эффектов в тройном и бинарном делении актинидов, вызванном поляризованными тепловыми нейтронами. Приведены результаты измерения выходов мгновенных и запаздывающих нейтронов на акт деления. Экспериментальные данные анализируются на основе нового теоретического подхода, развитого в коллаборации ОИЯИ – РИЦ КИ, который позволил последовательно объяснить редукцию многомерного фазового пространства осколков деления в пространство $J^\pi K$ -каналов и выявить роль межрезонансной интерференции в наблюдаемых корреляционных эффектах.

This review presents the results of a study on the P-even and P-odd angular correlations of fission fragments from (n, f) -reaction on ^{235}U and ^{239}Pu target nuclei induced by unpolarized and polarized resonance neutrons, as well the TRI- and ROT-effects in the ternary and binary fission of actinides caused by polarized thermal neutrons. The results of measurements of the prompt and delayed neutron yields per fission are presented too. The experimental data are analyzed on the basis of a new theoretical approach developed recently by JINR–RNC Kurchatov Institute collaboration, which allowed to explain consistently the reduction of the multidimensional phase space fission fragments in space $J^\pi K$ -channels and to identify the role of interresonance interference in the observed correlation effects.

PACS: 24.75.+i; 25.40.Ny; 25.85.Ca; 25.85.Ec

ВВЕДЕНИЕ

Открытие в 1938 г. О. Ганом и Ф. Штрассманом явления деления атомных ядер — статья в журнале была опубликована 6 января 1939 г. — имело огромные последствия для человечества, прежде всего трагическое: 6 и 9 августа 1945 г. США подвергли атомной бомбардировке Хиросиму и Нагасаки,

*E-mail: popov_ab@nf.jinr.ru

что привело к гибели сотен тысяч мирных жителей. С тех пор началось производство разного вида ядерного оружия, и в настоящее время накоплен ядерный арсенал, способный испепелить нашу маленькую планету Земля. Обыватели просто не задумываются, на каком тонком лезвии балансирует дальнейшее существование цивилизации. Напряжение смягчается достигнутыми успехами в применении следствий деления в мирной жизни человечества: в энергетике, транспорте, в различных технологиях, включая медицину.

Вполне естественно, что первые десятилетия после открытия деления ядер широким фронтом проводились исследования характеристик этого явления и свойств ядер, делящихся под действием нейтронов. К настоящему времени накоплен огромный банк данных о сечениях деления и их соотношений с сечениями захвата нейтронов, об энергетическом балансе в отдельном акте деления, о множественности нейтронов, испускаемых при делении ядер, и других характеристик, позволяющих проектировать и надежно эксплуатировать ядерные установки. Но и сам процесс деления ядер оказался настолько сложным и интересным явлением, что и сегодня остается предметом экспериментальных и теоретических исследований.

В Лаборатории нейтронной физики с момента запуска импульсного реактора ИБР-1 в 1960 г. постоянно уделялось внимание исследованиям физики деления ядер как с целью получения количественных данных прикладного значения, так и характеристик процесса деления, имеющих фундаментальный интерес. В последнюю декаду работы нейтронного источника ИБР-30 + ЛУЭ-40 (закрытого в 2001 г. по исчерпанию ресурса размножающей зоны бустера) в сотрудничестве с группой ПИЯФ (Гатчина) был проведен уникальный цикл экспериментов [1–10] по изучению Р-четных (РС) и Р-нечетных (PNC) угловых корреляций осколков деления ^{235}U и ^{239}Pu , вызванного поляризованными резонансными нейтронами с энергией до 30 эВ, а также совместно с коллегами из ФЭИ (Обнинск) была измерена асимметрия вылета фрагментов деления выстроенных ядер ^{235}U под действием неполяризованных нейтронов в том же интервале энергии [11, 12]. Получение этих результатов стало возможным только благодаря наличию в ЛНФ ОИЯИ самого интенсивного (на то время) в мире источника резонансных нейтронов с энергетическим разрешением, позволявшим исследовать достаточно большое число компаунд-состояний ядра-мишени, а также благодаря созданной в предшествующие годы по инициативе Ф. Л. Шапиро эффективной системе поляризации резонансных нейтронов (с помощью пропускания через поляризованную водородную мишень) [13].

В эти же годы была развита последовательная теория бинарного деления [14–16] с использованием представления спиральности для описания бинарных каналов деления, предложенного В. М. Струтинским [17]. Эта многоканальная многоуровневая S-матричная теория позволила последовательно объяснить редукцию многомерного ($\sim 10^9$ степеней свободы) фазового про-

пространства осколков деления в пространство эффективных каналов $J^\pi K$ — спина J делящегося ядра, его проекции на ось деформации K и четности π , эвристически введенных в рассмотрение О. Бором [18]. Подход Струтинского, развитый практически одновременно с гипотезой О. Бора, не получил признания из-за того, что он рассматривал только полные сечения деления и не включал интерференцию амплитуд реакции, без учета которой невозможно описать угловые распределения продуктов деления. В работах [15–16] для каналов осколков деления было разработано представление спиральности с фиксированной четностью, и с его помощью впервые было получено выражение для дифференциального сечения (n, f) -реакции в стандартной форме Блатта–Биденхарна [19]. Используя идею работы [20] для описания волновой функции переходного состояния в канале деления, удалось просуммировать полученное дифференциальное сечение по всем состояниям осколков, относящимся к данной моде деления, что соответствует реальным условиям эксперимента.

В результате динамика реакции стала описываться приведенной S -матрицей, определенной в фазовом пространстве эффективных каналов деления $J^\pi K$ с ограниченным числом степеней свободы. Таким образом, удалось последовательно обосновать введенную *ad hoc* гипотезу О. Бора [18] и получить формулы для количественного анализа проведенных экспериментов.

В анализе использовалась многоуровневая мультиканальная резонансная параметризация приведенной S -матрицы с парциальными делительными и нейтронными амплитудами ширин, имеющими стандартные действительные фазы, которые позволяют корректно учитывать межуровневую интерференцию как в дифференциальных, так и в полных сечениях (n, f) -реакции.

Необходимо заметить, что оператор спиральности не коммутирует с оператором орбитального момента осколков, т. е. в точке разрыва делящегося ядра, где неадиабатически формируются осколки, квантовое число спиральности не является хорошим. Однако оценки [14, 15], основанные на малости центробежной энергии по сравнению с полной кинетической энергией осколков, указывали на достаточную точность используемого подхода. Анализ результатов недавних экспериментов (подробнее см. разд. 2), в которых были изучены так называемые TRI- и ROT-эффекты в тройном и бинарном делении, вызванном тепловыми поляризованными нейтронами, подтвердил справедливость оценок, сделанных в работах [14, 15] для погрешности применения представления спиральности непосредственно в точке разрыва.

Таким образом, теоретический подход [14–16] дал возможность последовательно описать и проанализировать корреляционные эффекты в делении, наблюдаемые за последние 15 лет.

1. АНИЗОТРОПИЯ РАЗЛЕТА ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ, Р-ЧЕТНЫЕ И Р-НЕЧЕТНЫЕ ЭФФЕКТЫ

1.1. Угловая анизотропия осколков деления. На рис. 1 показана схема расположения образцов и детекторов в экспериментах с ядрами ^{235}U [11, 12], выстроенными за счет сверхтонкого взаимодействия электрического квадрупольного момента ядра урана с градиентом электрического поля ураниловой группы (UO_2) монокристалла уранил-рубидиевого нитрата при его охлаждении до $\sim 0,15$ К. Используемые кремниевые детекторы находились при температуре 1 К. Применялся рефрижератор с растворением ^3He в ^4He непрерывного действия.

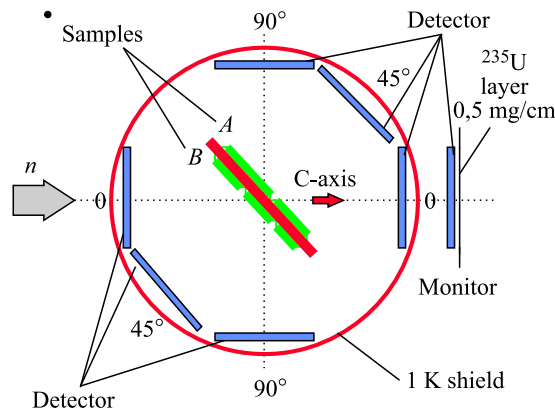


Рис. 1. Схема эксперимента по измерению анизотропии осколков при делении нейтронами выстроенных ядер ^{235}U

Количество событий, зарегистрированных детектором, стоящим под углом θ , при температуре T , можно представить в виде

$$N(E_n, T) = I(E_n, \Omega)[1 + A_2(E_n)f_2(T)P_2(\cos \theta)], \quad (1)$$

где $I(E_n, \Omega)$ — нормировочный множитель, зависящий от интенсивности нейтронного пучка и телесного угла на детектор; $f_2(T)$ — выстроенность спинов ядер урана в мишени и

$$A_2 = \frac{15I^2}{\sqrt{(2I-1)I(I+1)(2I-3)}} \frac{\sigma_{nf2}}{\sigma_{nf0}}, \quad (2)$$

где сечения

$$\sigma_{nf0}(E_n) = \pi\lambda^2 \sum_J g_J \sum_K \left| S_J \left(0 \frac{1}{2} \rightarrow Kf \right) \right|^2, \quad (3)$$

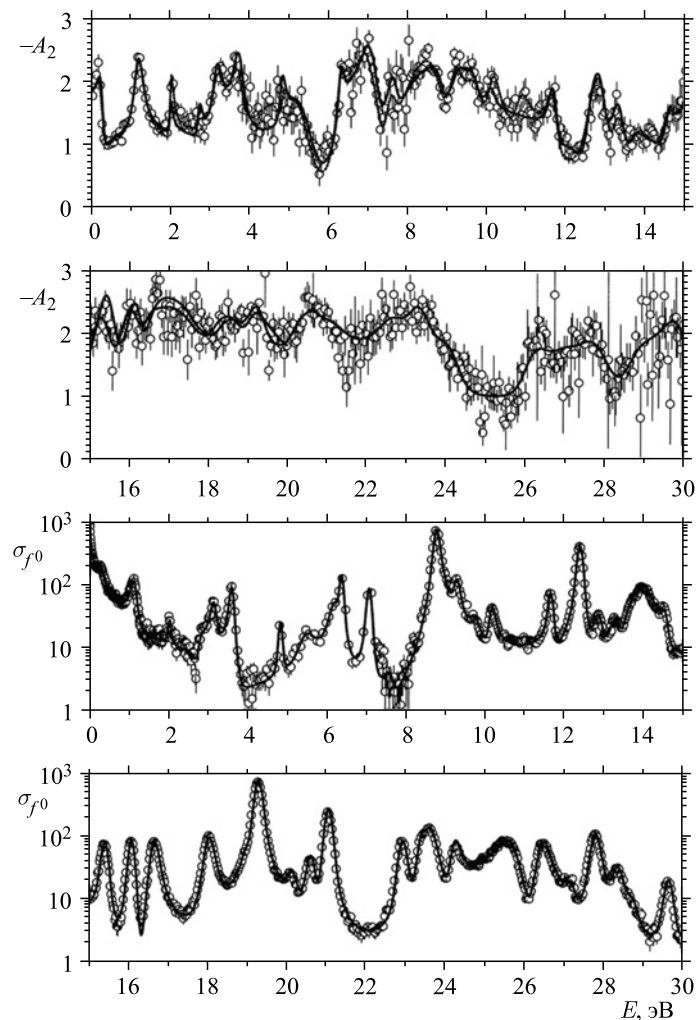
$$\sigma_{nf2}(E_n) = \pi\lambda^2 \sum_{JJ'} \sqrt{g_J g_{J'}} U\left(\frac{1}{2} I J' 2; J I\right) \times \\ \times \sum_K C_{JK20}^{JK} S_{J'}^* \left(0 \frac{1}{2} \rightarrow K f\right) S_J \left(0 \frac{1}{2} \rightarrow K f\right) \quad (4)$$

включают межрезонансную интерференцию в отличие от предшествующих подходов [21].

В анализе экспериментальных данных использовались полные нейтронные сечения, полные и спин-разделенные сечения деления для ^{235}U из банка NNDC [22]. В результате фитирования $A_2(E_n)$ совместно с данными о сечениях был получен (при удовлетворительном описании всей совокупности экспериментальных данных) новый набор резонансных параметров, включающий в себя парциальные делительные ширины $\Gamma_f^{J^\pi K}$. При анализе сначала предполагалось, что для резонансов со спином $J = 3$ открыты три канала ($K = 0, K = 1, K = 2$), а для резонансов с $J = 4$ открыты два канала ($K = 1, K = 2$). Состояния $J^\pi K = 4^-0$ считались запрещенными в соответствии с гипотезой О.Бора в ее простейшем варианте. Каналы с более высокими значениями ($K > 2$) не учитывались, поскольку они должны иметь более высокие барьеры деления, кроме того, соответствующие геометрические факторы, определяющие коэффициент анизотропии для этих каналов, имеют положительный знак, в то время как наблюдаемые значения $A_2(E_n)$ отрицательны во всей исследованной энергетической области. Полученные при анализе интегральные распределения парциальных делительных ширин для резонансов с $J^\pi = 4^-$ не согласуются с портер-томасовским распределением. Это дало основание включить для резонансов с $J^\pi = 4^-$ также канал $J^\pi K = 4^-0$. Теоретическое обоснование существования такого типа каналов дано в работе [23], где впервые в дополнение к характеристикам $J^\pi K$ барьеров деления были введены квантовые числа сигнатур s и r , связанные с симметрией первого и второго барьеров деления. Проведенный повторный анализ с включением в рассмотрение канала $J^\pi K = 4^-0$ привел к наборам парциальных и полных делительных ширин для обоих спиновых состояний, которые хорошо согласуются с распределениями Портера–Томаса.

Результаты окончательного фитирования коэффициента анизотропии $A_2(E_n)$ показаны на рис. 2 вместе с полным сечением деления. На рис. 3 показаны относительные вклады разных K -компонент в полное и спин-разделенные сечения деления.

Из рис. 3 следует, что веса $J^\pi K$ -компонент значительно флуктуируют от резонанса к резонансу. Это связано с сильным смешиванием в волновых функциях компаунд-состояний тяжелых деформированных ядер компонент с разными проекциями K под действием сил Кориолиса [24, 25]. Полученный результат является наглядным феноменологическим доказательством того, что

Рис. 2. Результаты фитирования $A_2(E_n)$ и $\sigma_{f0}(E_n)$

статистическая природа волновой функции компаунд-состояния определяет амплитуду волновой функции переходного состояния канала деления $J^\pi K$. Сами же эти состояния описывают движение делящегося ядра в пространстве деформаций вплоть до разрыва на осколки (подробнее см. [16, 20]).

Необходимо заметить, что полученные наборы резонансных параметров не являются однозначными, так как результаты подгонки совокупности экспериментальных данных зависят от выбора отрицательных резонансов, а также от включения резонансов с малыми или большими делительными шири-

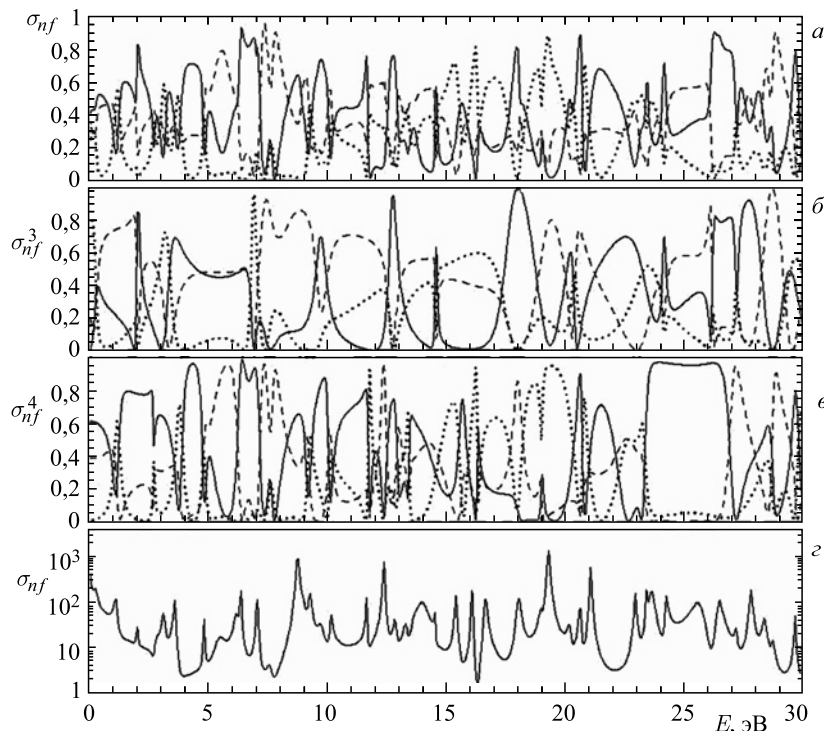


Рис. 3. Разложение полного (г) и спин-разделенных сечений деления на K -компоненты: пунктирная кривая — $K = 0$; сплошная — $K = 1$; штриховая — $K = 2$

нами (не влияющими на описание сечений). Однако расчеты показали, что средние (по изученному набору компаунд-состояний) относительные вклады $J^\pi K$ -каналов сохраняются в разных вариантах подгонок и они могут служить базисом для количественного анализа интерференции s - и p -резонансов.

1.2. Р-четные и Р-нечетные эффекты в угловых распределениях осколков деления. В работах [1–10] были исследованы энергетические зависимости РС- и PNC-эффектов асимметрии разлета осколков в делении резонансными нейтронами в области энергий от тепловых до ~ 30 эВ. Измерения проводились на пучке поляризованных нейтронов импульсного источника ИБР-30 + ЛУЭ-40 с использованием многослойных (до 40 слоев) делительных камер с общим содержанием делящегося материала 2 г (^{235}U) и 0,25 г (^{239}Pu). При измерении РС-эффекта асимметрии «вперед-назад» (FB) делительная камера располагалась вдоль нейтронного пучка с ориентацией слоев с делящимися ядрами перпендикулярно импульсам нейтронов. При измерениях PNC- и РС-эффектов асимметрия «лево-право» (LR) регистрируемых осколков была перпендикулярна оси поляризованного нейтронного пучка (рис. 4).

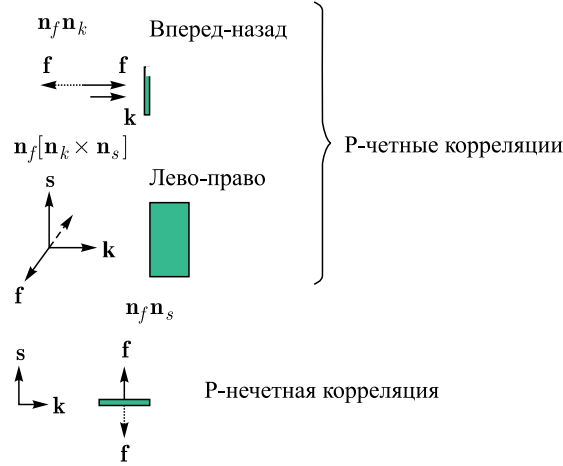


Рис. 4. Схема направлений импульсов нейтронов, осколков и поляризации нейтронов в измерениях P-четных и P-нечетных угловых корреляций осколков деления

Направление поляризации нейтронов периодически менялось, а наблюдаемый эффект анизотропии в отчетах камеры деления определялся так же, как и при измерении ФВ-асимметрии. При этом положение камеры фиксировалось так, что мишенные слои располагались параллельно направлению пучка (импульса) нейтронов и менялся только «знак» нейтронной поляризации. При измерениях РС-эффекта LR-асимметрии делительные слои камеры были параллельны спинам нейтронов, а при измерении ПНС-эффекта камера располагалась так, чтобы спины были перпендикулярны слоям. Проведенные измерения [1–8] позволили получить коэффициенты асимметрии $\sigma_{\text{exp}}^{\text{FB}}(E)$, $\sigma_{\text{exp}}^{\text{LR}}(E)$ и $\sigma_{\text{exp}}^{\text{PNC}}(E)$ для ^{235}U и ^{239}Pu в области энергии до ~ 30 эВ.

Сохраняющее четность дифференциальное сечение деления имеет вид

$$\frac{d\sigma_{nf}(E_n)}{d\Omega} = \frac{1}{4\pi} \left\{ \sigma_{nf}^{(0)}(E_n) + \sigma_{nf}^{\text{FB}}(E_n)(\mathbf{n}_f \mathbf{n}_k) + p_n \sigma_{nf}^{\text{LR}}(E_n)(\mathbf{n}_f [\mathbf{n}_k \times \mathbf{n}_s]) \right\}, \quad (5)$$

где p_n — поляризация нейтронов; \mathbf{n}_f , \mathbf{n}_k , \mathbf{n}_s — единичные векторы направления осколка (легкого), импульса нейтрона и спина нейтрона соответственно.

Входящее в (5) полное сечение деления равно

$$\sigma_{nf}^{(0)} = \pi \lambda^2 \sum_J g_J \sum_{l_j} \sum_{K \geq 0} \sum_{\Pi} |S_J(l_j \rightarrow K \Pi f)|^2, \quad (6)$$

где l — орбитальный момент нейтрона; j — спин входного канала; K — проекция спина составного ядра J на ось делящегося ядра; Π — четность выходного делительного канала f .

Сечение, ответственное за корреляции «вперед-назад», имеет вид [16]

$$\sigma_{nf}^{\text{FB}} = \pi\lambda^2 \sum_{J'Jj} \sum_{K \geq 0} q(J'JjK) \operatorname{Im} \left[S_{J'}^*(1j \rightarrow K - \Pi_0 f) S_J \left(0\frac{1}{2} \rightarrow K\Pi_0 f \right) \right]. \quad (7)$$

Сечение, описывающее анизотропию «лево-право», выражается как

$$\sigma_{nf}^{\text{LR}} = \pi\lambda^2 \sum_{J'Jj} (-\beta_j) \sum_{K \geq 0} q(J'JjK) \times \\ \times \operatorname{Re} \left[S_{J'}^*(1j \rightarrow K - \Pi_0 f) S_J \left(0\frac{1}{2} \rightarrow K\Pi_0 f \right) \right]. \quad (8)$$

Здесь S — приведенная матрица рассеяния [16], а геометрический фактор равен

$$q(J'JjK) = \Pi_0 g_J (-1)^{3/2-j} [6(2j+1)]^{1/2} U \left(IjJ1; J'\frac{1}{2} \right) C_{JK10}^{J'K}, \quad (9) \\ \beta_{1/2} = 1, \quad \beta_{3/2} = -0,5.$$

Сечение, ответственное за несохраняющие четность эффекты, записывается в виде

$$\sigma_{nf}^{\text{PNC}} = \pi\lambda^2 \sqrt{3} p_n (\mathbf{n}_f \mathbf{n}_s) \left\{ -\frac{2}{2I+1} \sqrt{\frac{I(I+1)}{3}} \times \right. \\ \times \sum_{\Pi=\Pi_0, -\Pi_0} \Pi \operatorname{Im} \left\{ S_{I+1/2}^* \left(0\frac{1}{2} \rightarrow 0 - \Pi f \right) S_{I-1/2} \left(0\frac{1}{2} \rightarrow 0 \Pi f \right) \right\} + \\ + 2\Pi_0 \sum_{JJ'} g_J U \left(I\frac{1}{2}J1; J'\frac{1}{2} \right) \sum_{|K|>0} C_{J|K|10}^{J'|K|} \times \\ \left. \times \operatorname{Im} \left\{ S_{J'}^* \left(0\frac{1}{2} \rightarrow |K| - \Pi_0 f \right) S_J \left(0\frac{1}{2} \rightarrow |K| \Pi_0 f \right) \right\} \right\}. \quad (10)$$

В реакции $^{239}\text{Pu}(n, f)$ открыт только канал с $K = 0$, поэтому, обозначая для удобства $S_J \left(0, \frac{1}{2} \rightarrow |0| \Pi f \right) \equiv S_J$, получим

$$\sigma^{\text{PNC}} = \frac{4\pi}{k^2} \frac{\sqrt{3}}{2} p_n \frac{1}{4} \operatorname{Im} \left[\sum_{\nu} S_1^{*\text{PC}} S_{0\nu}^{\text{PNC}} - \sum_{\nu} S_1^{*\text{PNC}} S_{0\nu}^{\text{PC}} \right], \quad (11)$$

где учитываются только элементы S -матрицы с $l = 0$, причем в сохраняющие четность элементы S_J^{PC} включаются неварьируемые параметры s -резонансов,

извлеченные из анализа Р-четных корреляций, а в S_J^{PNC} подгоняются амплитуды делительных ширин $\Gamma_{f\lambda}^{sp}$, ответственные за малую примесь к s -резонансам (из-за несохранения четности) близлежащих p -резонансов. В формуле (11) учитывается наличие двух делительных каналов для s -резонансов со спином $J = 0$.

Выразим стандартным образом S -матрицу через K -матрицу. Введем обозначение

$$S_{Jnf} \equiv 2 e^{-i\phi_n} W_{Jnf},$$

при этом

$$W_{Jnf} = [(I - K_J)^{-1}]_{nf}, \quad (12)$$

и получим

$$\begin{aligned} \frac{1}{4} \text{Im}(S_1^* S_0) = \sin \Delta (\text{Re } W_1 \text{Re } W_0 + \text{Im } W_1 \text{Im } W_0) + \\ + \cos \Delta (\text{Re } W_1 \text{Im } W_0 - \text{Im } W_1 \text{Re } W_0), \end{aligned}$$

где $\Delta = \varphi_s - \varphi_s = 0$, $\sin \Delta = 0$ и $\cos \Delta = 1$. В итоге [9]

$$\begin{aligned} \sigma^{\text{PNC}} = \frac{2\pi}{k^2} \sqrt{3} p_n \left[\sum_{\nu} (\text{Re } W_1^{\text{PC}} \text{Im } W_{0\nu}^{\text{PNC}} - \text{Im } W_1^{\text{PC}} \text{Re } W_{0\nu}^{\text{PNC}}) - \right. \\ \left. - \sum_{\nu} (\text{Re } W_1^{\text{PNC}} \text{Im } W_{0\nu}^{\text{PC}} - \text{Im } W_1^{\text{PNC}} \text{Re } W_{0\nu}^{\text{PC}}) \right], \quad (13) \end{aligned}$$

а матричные элементы K -матрицы для компаунд-состояний λ со спином J имеют вид

$$\begin{aligned} K_{ij} = -\frac{1}{4} \sum_{\lambda} \frac{\Gamma_{\gamma\lambda} \sqrt{\Gamma_{i\lambda} \Gamma_{j\lambda}}}{d_{\lambda}} + \frac{i}{2} \sum_{\lambda} \frac{(E_{\lambda} - E) \sqrt{\Gamma_{i\lambda} \Gamma_{j\lambda}}}{d_{\lambda}}, \quad (14) \\ d_{\lambda} = (E_{\lambda} - E)^2 + \Gamma_{\gamma\lambda}^2 / 4. \end{aligned}$$

Мы предполагаем, что примесные делительные амплитуды s - p в s -резонансах связаны с делительными амплитудами p -резонансов следующим образом:

$$\gamma_{f\lambda}^{sp} = \sum_{\mu} \frac{\langle p_{\mu} | H | s_{\lambda} \rangle}{E_{\mu} - E_{\lambda}} \gamma_{f\mu}^p, \quad (15)$$

где $\langle p_{\mu} | H | s_{\lambda} \rangle$ — матричные элементы слабого нейтрон-ядерного взаимодействия, а $\gamma_{f\lambda}^{sp} = \sqrt{\Gamma_{f\lambda}^{sp}}$.

На рис. 5 показаны результаты анализа Р-четных корреляций «вперед-назад» и «лево-право» для ядра ^{239}Pu [9, 10].

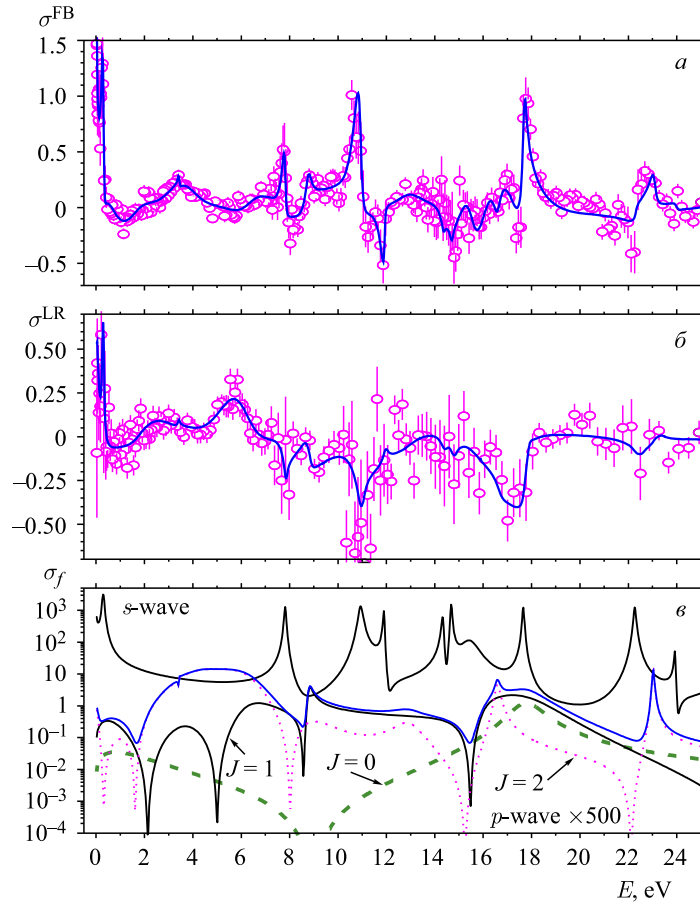


Рис. 5. Результаты фитирования $\sigma_{nf}^{FB}(E)$ (а) и $\sigma_{nf}^{LR}(E)$ (б) (сплошные кривые), экспериментальные значения (точки с ошибками); экспериментальное s -волновое и вычисленное p -волновое полные сечения деления с разбивкой по спинам для последнего (в)

При анализе P -нечетных эффектов фитирование проводилось с фиксированными параметрами s - и p -резонансов, полученными из подгонки сечений и P -четных эффектов, варьировались только амплитуды ширины $\Gamma_{f\lambda}^{sp}$ смешивания по четности. На рис. 6 показан один из вариантов подгонки ПНС-эффекта для ядра ^{239}Pu [9, 10].

Как следует из формулы (15), амплитуда $\gamma_{f\lambda}^{sp}$ выражается через матричный элемент слабого нейтрон-ядерного взаимодействия $\langle p_\mu | H_W | s_\lambda \rangle$ и делительные амплитуды p -волновых резонансов. Эти матричные элементы, как и амплитуды $\gamma_{f\mu}^p$, имеют произвольные знаки. Но если мы хотим получить нижнюю

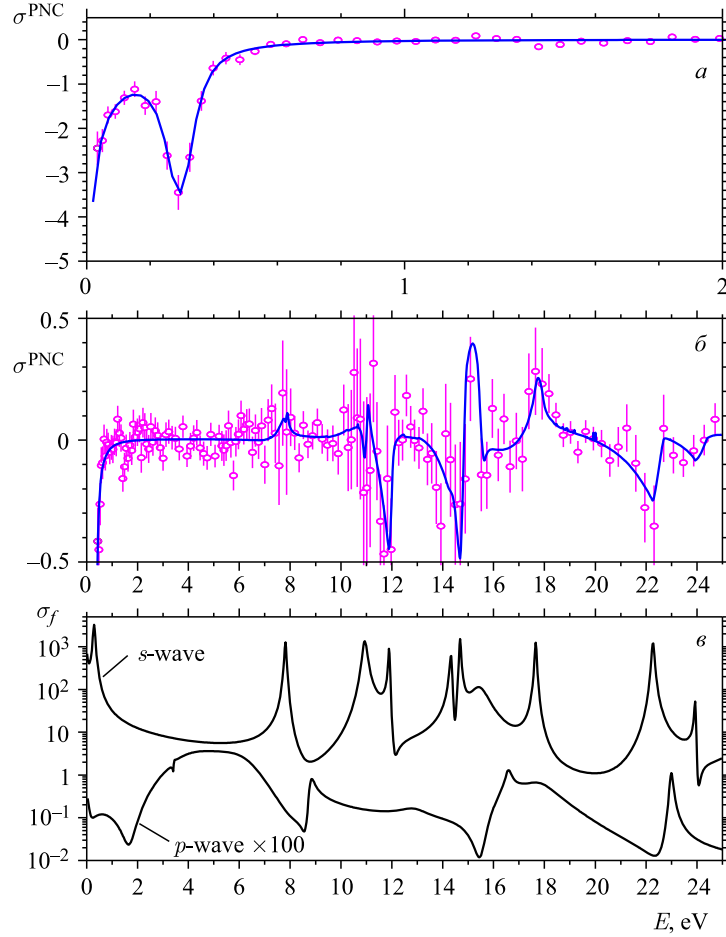


Рис. 6. Вариант подгонки $\sigma_{nf}^{\text{PNC}}(E)$ (а, б): точки — эксперимент, кривые — расчет; s - и p -волновые сечения деления (в)

оценку модуля матричного элемента $\langle p_\mu | H_W | s_\lambda \rangle$, следует при суммировании в (15) положить у всех членов положительный знак. По параметрам из наилучшего фита была получена оценка среднего значения матричного элемента

$$|\langle p_\mu | H | s_\lambda \rangle| \geq 2,4 \text{ МэВ.}$$

Эта оценка разумно согласуется с подобными значениями, полученными из экспериментов по пропусканию поляризованных нейтронов через мишени из тяжелых ядер, а также из других экспериментов [26].

2. ИССЛЕДОВАНИЯ Т-НЕЧЕТНЫХ ЭФФЕКТОВ В ДЕЛЕНИИ ЯДЕР

В 1998 г. коллаборацией российских и немецких институтов на высокопоточном реакторе Института им. Лауэ–Ланжевена (ILL, Франция) был поставлен эксперимент по поиску Т-нечетной трехвекторной корреляции в тройном делении ядер ^{233}U холодными поляризованными нейтронами [27]. Искомую угловую корреляцию можно представить выражением

$$W = 1 + D_\alpha(\sigma_n[p_{1f} \times p_\alpha]), \quad (16)$$

где D_α — коэффициент корреляции; σ_n — спин захваченного ядром ^{233}U нейтрона; p_α и p_{1f} — импульсы α -частицы, испускаемой при тройном делении, и легкого осколка соответственно. Все векторы нормированы.

Такой эксперимент для проверки временной инвариантности ядерных сил был предложен ранее в работе [28]. Измерялась асимметрия счета совпадений α -частицы с легким и, соответственно, тяжелым осколком при реверсе направления поляризации пучка нейтронов. Вычисленное значение коэффициента D_α оказалось неожиданно большим, порядка 10^{-3} . Однако существование этой корреляции не может быть неоспоримым доказательством нарушения временной инвариантности, поскольку в неупругих ядерных реакциях Т-нечетная корреляция может возникать вследствие взаимодействия в конечном состоянии или из-за интерференции амплитуд реакции, относящихся к соседним компаунд-состояниям. Поэтому встала задача найти и исследовать механизмы формирования трехвекторной корреляции иные, чем нарушение временной инвариантности. Для объяснения эффекта было предложено несколько моделей [29–31]. Несмотря на то, что все модели позволяют описать данный эффект без привлечения гипотезы о нарушении временной инвариантности, эффект является формально Т-нечетным и его первоначальное название (TRI-эффект) сохранилось.

При детальном исследовании этой корреляции с использованием пространственно разделенных восьми детекторов α -частиц [32] выявилась дополнительная зависимость измеряемых значений асимметрии от положения детекторов. Не обнаружив каких-либо систематических эффектов, которые могли бы объяснить наблюдаемое аномальное явление, авторы пришли к выводу, что существует другой Т-нечетный эффект, который обусловлен вращением делящегося поляризованного ядра перед его развалом на осколки, и назвали его ROT-эффектом. Этот механизм состоит в том, что вследствие вращения ядра в плоскости, определяемой центром мишени и центрами детекторов осколков и α -частиц (ядро поляризовано ортогонально этой плоскости), траектория осколка в отсутствие вращения из прямолинейной превращается в гиперболическую. Следовательно, чтобы осколок от данного акта деления, сопровождаемого эмиссией α -частицы, мог попасть в детектор, акт деления должен произойти при положении оси деформации делящегося ядра, состава

вляющем некоторый малый угол $\Delta\theta$ с направлением на детектор осколков. Величина этого угла зависит как от скорости вращения ядра, так и от моды деления, поскольку параметры траектории будущего осколка зависят от соотношения между орбитальной и линейной составляющих скорости осколка. Соответственно, на этот малый угол повернется и угловое распределение α -частиц, поскольку последнее формируется относительно оси деформации ядра. При реверсе поляризации пучка нейтронов, индуцирующих деление, меняется знак поляризации составного ядра, а следовательно, и направление вращения ядра. Поэтому меняется на противоположный и знак угла, на который смещается угловое распределение α -частиц. Следовательно, измеряемый в эксперименте эффект отражает относительное смещение углового распределения α -частиц на угол $2\Delta\theta$ при реверсе направления поляризации пучка нейтронов.

Из приведенного выше квазиклассического описания ROT-эффекта следует, что аналогичное явление можно обнаружить и в угловом распределении какой-либо другой частицы, сопровождающей деление ядра на два осколка, если это распределение анизотропно относительно оси деформации делящегося ядра в момент его разрыва и при этом анизотропия полностью или частично сохраняется относительно первоначального направления оси деформации после разлета осколков на бесконечность. В связи с этим в коллаборации ЛНФ ОИЯИ – ИТЭФ (Москва) была проведена серия экспериментов по измерению ROT-эффекта в излучении мгновенных γ -квантов и нейтронов при бинарном делении ядер ^{235}U и ^{233}U поляризованными холодными нейтронами [33–37].

Основная часть экспериментов проводилась на установке MERNISTO реактора FRM II Мюнхенского технического университета (TUM, Германия) [34–37]. Установка для измерения Т-нечетных эффектов в делении ядер показана на рис. 7.

Продольно поляризованный пучок холодных нейтронов падал на мишень, расположенную в центре камеры деления. Осколки регистрировались с помощью быстрых многопроволочных детекторов и разделялись на легкий и тяжелый по времени пролета. Гамма-кванты и нейтроны регистрировались сцинтилляционными счетчиками (пластик, NaI(Tl)), расположенными под определенными углами относительно направления вылета осколков. Измерялись так называемый TRI-эффект (асимметрия вылета «вверх-вниз») и ROT-эффект (эффект поворота делящейся системы по направлению углового момента, принесенного поляризованным нейтроном, или против него).

В результате серии измерений TRI-корреляции для нейтронов не было обнаружено в пределах ошибки измерения $2,3 \cdot 10^{-5}$. Был установлен верхний предел для коэффициента асимметрии на уровне достоверности 99 % $|D_n| < 6 \cdot 10^{-5}$. Для γ -квантов существование TRI-эффекта не предсказывается ни одной моделью, в эксперименте он также был нулевым.

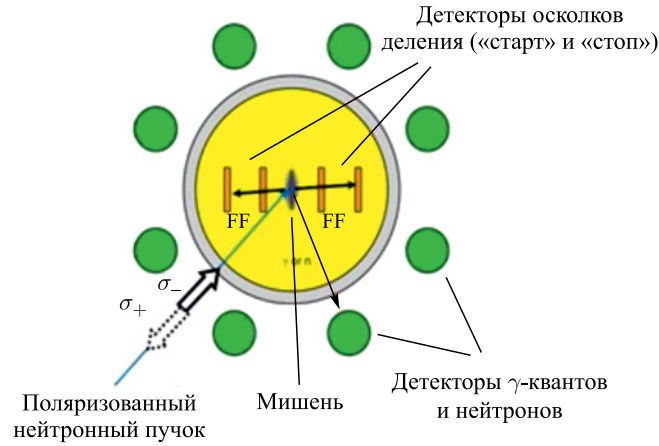


Рис. 7. Схема экспериментов [34–37]

Измерен ROT-эффект как для γ -квантов, так и для нейтронов. Впервые было показано, что ROT-эффект в γ - и нейтронном излучении для ядер ^{235}U и ^{233}U имеет разный знак. Результаты последнего измерения ROT-эффекта одновременно для этих двух ядер (табл. 1) расходятся с данными по ROT-эффекту в угловом распределении легких заряженных частиц тройного деления, где знаки ROT-эффекта для ядер ^{234}U и ^{236}U совпадают [38, 39]. Выявленное расхождение заслуживает дальнейших исследований и может указывать на то, что современная модель плохо применима к описанию ROT-эффекта в тройном делении.

Таблица 1. ROT-эффект ядер ^{233}U и ^{235}U , в ед. 10^{-5}

Угол с осью деления, °	ROT-эффект	
	^{233}U	^{235}U
γ-кванты		
22,5	$+2,8 \pm 1,7$	$-12,9 \pm 2,4$
45	$+6,3 \pm 1,6$	$-16,6 \pm 1,6$
67,5	$+6,8 \pm 2,4$	$-20,0 \pm 1,8$
Нейтроны		
22,5	$+4,8 \pm 1,6$	$-21,2 \pm 2,5$

Заметим, что на основе подхода [14–16] в работе [40] была получена формула ROT-эффекта для γ -квантов из осколков бинарного деления

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_\gamma} = \sum_{Q,\Lambda,H} \tau_{Q0}(J) B(Q, \Lambda, H) \Phi_{MQ}^H(n_\gamma, n_{LF}, n_J), \quad (17)$$

где n_γ, n_{LF}, n_J — единичные векторы вылета γ -кванта, легкого фрагмента деления и направления поляризации спина J ; $\tau_{Q0}(J)$ — спин-тензор ориентации спина делящегося ядра. При этом $\tau_{00}(J) = 1$ и $\tau_{10}(J) = p(J)\sqrt{J}/(J+1)$, где $p(J)$ — поляризация компаунд-ядра после захвата поляризованного нейтрона ядром-мишенью. Фактор $B(Q, \Lambda, H)$, несущий всю динамику реакции,

содержит билинейные комбинации амплитуд деления, ведущего к выходным состояниям двух осколков.

Член в формуле (17) с параметрами $Q = 1$, $\Lambda = H = 2$ описывает пятивекторную Т-нечетную угловую корреляцию

$$\Phi_{21}^2(n_\gamma, n_{LF}, n_J) \sim (n_\gamma[n_J \times n_{LF}])(n_\gamma n_{LF}), \quad (18)$$

соответствующую ROT-эффекту.

Нетривиальным является то обстоятельство, что фактор $B(Q, \Lambda, H)$ содержит произведение трех коэффициентов Клебша–Гордана $C_{Hh\Lambda 0}^{Qh} \times C_{JKQh}^{JK'} C_{FKHh}^{F'F}$, где F и F' — полные спины выходного канала деления, а K и K' — их проекции на ось разлета осколков n_J . При суммировании по всем бинарным каналам деления можно было бы предположить, что интерференционные члены с $K \neq K'$ должны занулиться. Однако если $K = K'$, то $h = 0$ и $C_{H0\Lambda 0}^{Q0} = 0$ при $Q = 1$, $\Lambda = H = 2$. Таким образом, экспериментальное наблюдение малой ($\sim 10^{-4}$) пятивекторной угловой корреляции в бинарном делении является доказательством небольшого смешивания по K в выходных каналах деления. Это количественно определяет меру нарушения квантового числа спиральности \tilde{K} в точке разрыва делящегося ядра, вызванного малым (но ненулевым) центробежным барьером для осколков деления. Это также является мерой точности совпадения проекции K спина J делящегося ядра и квантового числа спиральности $K \approx \tilde{K}$, характеризующего эффективный канал деления $J^\pi \tilde{K}$. Таким образом, подтверждается правомерность описания эффективных каналов деления О. Бора [14–16] на основе представления спиральности, впервые введенного в описание деления В. М. Струтинским [17].

Заметим, что, измеряя ROT-эффект в изолированных нейтронных резонансах, можно определить распределение весов различных K в этих компаунд-состояниях. Однако это является непростой экспериментальной задачей.

Из экспериментальных и теоретических исследований ядерного деления, вызванного резонансными и тепловыми нейтронами, которые рассматривались выше, можно сделать следующие выводы о фундаментальных свойствах этого процесса (подробнее см. [40, 41]).

1. Характерной чертой всех описанных выше экспериментов является межрезонансная интерференция как в полных, так и в дифференциальных сечениях деления, что является прямым проявлением его квантово-механической природы. Как впервые последовательно показано в теоретических работах [14, 19], это связано с редукцией фазового пространства бинарных каналов осколков деления c_f , обладающего размерностью $\sim 10^9$ в пространство ограниченного числа эффективных каналов $J^\pi K$ при суммировании по состояниям осколков, которое реализуется в любом эксперименте. В представле-

нии спиральности для волновой функции $\tilde{\Psi}_{c_f}^{F\tilde{K}} \Pi^{JM}(\Omega_{n_f}, \{\varphi_1^{J_1\pi_1}(\chi_1)\varphi_2^{J_2\pi_2} \times (\chi_2)\}_{F\tilde{K}}^{c_f})$ выходного канала бинарного деления c_f , который описывается спином делящейся системы J с проекцией M на ось z , полным спином канала $\mathbf{F} = \mathbf{J}_1 + \mathbf{J}_2$ с проекцией \tilde{K} на ось разлета осколков n_f , четностью канала Π и квантовыми числами осколков c_f , включая их четности π_1 и π_2 , дифференциальное сечение реакции (n, f) имеет следующий вид [16, 41]:

$$\frac{d\sigma^{c_f}}{d\Omega_f} = \pi\lambda^2 \sum_{J'J} (g_{J'}g_J)^{1/2} \sum_{l'j'lj} \sum_Q \Phi_{l'j'ljJ'J}^Q(\mathbf{n}_f\mathbf{n}_k\mathbf{n}_I\mathbf{n}_s) B_Q^{c_f}(l'j'lj; J'J), \quad (19)$$

где l и j — орбитальный момент и полный спин входного нейтронного канала. Кинематический фактор Φ^Q зависит только от относительной ориентации единичных векторов $\mathbf{n}_k, \mathbf{n}_s, \mathbf{n}_I$ и \mathbf{n}_f , определяемой условиями эксперимента, причем \mathbf{n}_k направлен вдоль оси столкновения во входном канале, \mathbf{n}_s и \mathbf{n}_I фиксируют ориентацию спинов нейтрона s и ядра-мишени I соответственно. Фактор $B_Q^{c_f}$ содержит всю динамику процесса, определяемую билинейными комбинациями элементов S -матрицы $S(l, j \rightarrow F\tilde{K}\Pi[c_f])$. Однако дифференциальное сечение (19) является практически ненаблюдаемым. В эксперименте имеет место суммирование по каналам c_f первичных (до испускания мгновенных нейтронов деления), сильно деформированных и относительно холодных осколков. Сохранение при таком суммировании интерференционных членов в дифференциальном сечении, определяющих наблюдаемые угловые корреляции продуктов деления, связано со структурой и свойствами симметрии волновой функции переходного состояния, которая имеет вид обобщенной функции коллективной модели ядра $\Psi_f^{J^\pi KM}(\Omega_f, \{\chi\}, \{\beta\})$ с квантовыми числами $J^\pi KM$ и параметрами, фиксирующими положение $\{\beta\}$ делящейся системы в конфигурационном пространстве деформаций. Эта функция описывает возможные «траектории движения» делящегося ядра в таком пространстве вплоть до разрыва на осколки. Она является носителем оболочечной структуры делящегося ядра, определяющей дискретное «меню» предразрывных конфигураций (мод деления), а также основные характеристики соответствующих барьеров деления. Амплитуда функции $\Psi_f^{J^\pi KM}(\Omega_f, \{\chi\}, \{\beta\})$ при $\{\beta\} = \{\beta\}_{\text{ground}}$, соответствующей деформации компаунд-ядра после захвата нейтрона, определяется весом $a_\lambda^{J^\pi K}$ компоненты с данным K в волновой функции

$$X_\lambda^{J^\pi M}(\{\chi\}) = \sum_K a_\lambda^{J^\pi K} \Phi_\lambda^{J^\pi KM}(\{\chi\}) \quad (20)$$

нейтронного резонанса λ . Вследствие чрезвычайной сложности функции высоковозбужденного компаунд-состояния (20) и сильного смешивания в ней по проекциям спина K благодаря взаимодействию Кориолиса (см. обсуждение в конце разд. 2), распределение весов $a_\lambda^{J^\pi K}$ ее компонент $\Phi_\lambda^{J^\pi KM}(\{\chi\})$

для данного резонанса λ является статистическим и должно сильно флуктуировать от резонанса к резонансу (см. рис. 3). Это же является причиной сильной флуктуации делительных ширин, впервые рассмотренной Портером и Томасом на основе упрощенной статистической модели в работе [42].

В стандартной R -матричной параметризации элементы S -матрицы $S(l, j \rightarrow F\tilde{K}\Pi c_f)$ зависят от амплитуд делительных ширин $\gamma_{\lambda f}^{JF\tilde{K}\Pi c_f}$. Они определяются сшиванием волновой функции переходного состояния $\Psi_f^{J^\pi KM}(\Omega_f, \{\chi\}, \{\beta\})$ и функции $\tilde{\Psi}_{c_f}^{F\tilde{K}\Pi JM}(\Omega_{n_f}, \{\varphi_1^{J_1\pi_1}(\chi_1)\varphi_2^{J_2\pi_2}(\chi_2)\}_{F\tilde{K}}^{c_f})$ канала деления c_f . Это приводит к условиям $K = \tilde{K}$, $\Pi = \pi$ и позволяет получить выражения для амплитуд $\gamma_{\lambda f}^{JF\tilde{K}\Pi c_f}$, свойства которых, в свою очередь, позволяют провести суммирование в формуле (19) по всем необходимым по условиям эксперимента каналам c_f . В результате «наблюдаемое» дифференциальное сечение сохраняет прежнюю структуру, только фактор $B_Q^{c_f}$ выражается теперь через элементы приведенной многоуровневой S -матрицы $S_J(l, j \rightarrow K\pi f)$, определенной для эффективного канала $J^\pi K$. Приведенная S -матрица включает делительные амплитуды нейтронных резонансов, просуммированные по состояниям осколков $\gamma_{\lambda f}^{J^\pi K}$, которые пропорциональны величинам $a_\lambda^{J^\pi K}$, что, как отмечено выше, обеспечивает сильную флуктуацию парциальных делительных ширин.

2. Экспериментальное наблюдение P -четных и P -нечетных угловых корреляций осколков феноменологически подтверждает, что процесс деления с хорошей точностью имеет адиабатический характер, т.е. что внутренняя волновая функция делящегося ядра, несущая только квантовое число K , определена в каждой точке траектории движения в пространстве деформаций. При этом коллективная часть волновой функции переходного состояния $\Psi_f^{J^\pi KM}(\Omega_f, \{\chi\}, \{\beta\})$ описывает ориентацию спина и оси деформации делящегося ядра. Кроме того, сохранение указанных корреляций при экспериментальном «суммировании» осколков по многочисленным бинарным каналам дает четкие ограничения на свойства симметрии функции $\Psi_f^{J^\pi KM}(\Omega_f, \{\chi\}, \{\beta\})$ и, соответственно, на характеристики двугорбого барьера деления. В частности, для мод асимметричного деления предразрывная форма ядра должна быть грушевидной. В силу сказанного барьеры деления должны характеризоваться квантовыми числами $J^\pi K$, а также числами сигнатур s и r для барьеров с $K = 0$. Очевидно, что делящееся ядро сохраняет осевую симметрию на всем пути в пространстве деформаций вплоть до разрыва.

3. Хорошо известно, что согласно аргументам классической жидкокапельной модели деления [43] разрыв ядра на осколки может происходить только при достаточно больших деформациях делящейся системы. Однако существование асимметричного деления описать в этой модели не удается.

Многомодальное, в том числе и асимметричное, деление является эффектом оболочечной структуры делящегося ядра [44, 45]. Как показано в работе [46], разделение тяжелого деформированного ядра на два фрагмента при малых деформациях системы сильно запрещено с точки зрения оболочечной модели из-за исчезающе малых вероятностей формирования будущих осколков. И только когда с ростом деформации системы эти вероятности достигают величины 10^{-6} – 10^{-3} , деление становится наблюдаемым процессом. С увеличением деформации делящегося ядра происходят изменения в его оболочечной структуре: возникают точки бифуркации траекторий в пространстве деформаций, приводящие к различным модам деления. При этом второй деформационный барьер деления имеет свои характеристики для каждой моды m . Таким образом, отпадает необходимость вводить в рассмотрение так называемые «переходные состояния в седловой точке» [43], вместо которых достаточно рассматривать совокупность двугорбых барьеров деления с квантовыми числами J, π, K, s и r для всех доступных мод деления.

Известно, что отношения полных ширин бинарного и тройного деления практически не меняются при переходе от одного нейтронного резонанса к другому [47]. Это означает, что разрыв ядра на три или два осколка происходит из одних и тех же предразрывных состояний, вероятность достижения которых определяется параметрами барьеров для каждой моды деления.

4. Из обсуждения, приведенного в п. 1, следует, что угловое распределение продуктов (n, f)-реакции как первичных каналов бинарного деления c_f , так и наблюдаемые на эксперименте угловые корреляции формируются в точке разрыва делящегося ядра и не зависят от последующей, по-видимому, неадиабатической трансформации первичных осколков, приводящей к их возбуждению. Очевидно, что внутренние волновые функции детектируемых продуктов деления отличаются от соответствующих функций в точке разрыва благодаря уменьшению деформации осколков, а также вылету из них нейтронов и γ -квантов. Однако эксперимент и проведенный теоретический анализ показывают, что эти изменения в волновых функциях осколков не нарушают существенно свойства когерентности парциальных амплитуд бинарных каналов деления c_f и, соответственно, свойств наблюдаемых угловых корреляций.

5. Открытым и до сих пор малоисследованным остается вопрос о механизме трансформации состояний осколков при их разлете. В частности, остается неясным, как происходит процесс резкого ускорения осколков под действием сильного кулоновского отталкивания, приводящего, как показывают результаты исследования TRI- и ROT-эффектов, к сильному ограничению доступных значений орбитального момента разлетающихся осколков. Тем не менее, исследование ядерного деления, вызванного резонансными и тепловыми нейтронами, остается чувствительным средством получения информации о базовых характеристиках этого процесса, еще не исчерпавшим своих возможностей.

3. ИССЛЕДОВАНИЕ ТРОЙНОГО И ЧЕТВЕРНОГО СПОНТАННОГО ДЕЛЕНИЯ ^{252}Cf

В ЛНФ ОИЯИ совместно с ТУ Праги в течение нескольких лет проводились измерения тройного и четверного спонтанного деления ^{252}Cf с использованием детекторов Timerix [48]. Для идентификации тройных частиц использовался метод $\Delta E-E$, позволяющий разделять легкие заряженные частицы по заряду. В качестве ΔE -детектора использовался тонкий кремниевый детектор (12 мкм), в качестве E -детектора — пиксельный детектор Timerix [49] с толщиной сенсорного слоя 300 мкм и размером пикселя 50×50 мкм. В вакуумной камере располагался спонтанный источник деления ^{252}Cf и две сборки из детекторов $\Delta E-E$. Между источником и детекторами помещалась алюминиевая фольга толщиной 31 мкм, которая обеспечивала полное поглощение осколков деления и α -частиц из спонтанного α -распада калифорния (6,2 МэВ). Таким образом, детекторы регистрировали только длиннопробежные легкие заряженные частицы из тройного деления.

В эксперименте удалось зарегистрировать частицы от водорода до бериллия. Для каждого типа частиц были построены энергетические спектры с учетом поправок на потерю энергии в алюминиевой фольге и ΔE -детекторе, рассчитанные с помощью программы Srim. Получены энергетические распределения α -частиц в тройном делении ^{252}Cf , а также энергетические спектры лития и бериллия (без изотопного разделения). Для каждого из спектров была проведена подгонка кривой Гаусса и определены выходы легких заряженных частиц, которые хорошо согласуются с данными из литературы.

В эксперименте также велся поиск еще более редкой моды деления, чем тройное деление, — четверного деления, когда наряду с двумя основными осколками испускаются две легкие заряженные частицы. Вероятность такого процесса чрезвычайно мала и достигает значения 10^{-6} – 10^{-7} от обычного двойного деления. Как правило, в четверном делении образуются две α -частицы, которые, в свою очередь, могут испускаться либо независимо (истинное четверное деление), либо в результате распада нестабильного ядра ^8Be , испущенного в качестве третьей частицы (псевдочетверное деление).

Наблюдались 72 события, в которых две частицы были зарегистрированы одновременно в одном или двух телескопах. Из них в 63 событиях отмечено симметричное распределение энергии между двумя частицами и в 9 событиях — асимметричное. Первая группа событий была приписана к четверному делению $\alpha-\alpha$, вторая группа — к $\alpha-t$ (рис. 8, а).

Благодаря высокому позиционному разрешению пиксельных детекторов удалось зарегистрировать события, в которых две α -частицы испускались под очень маленьким углом друг к другу. Такие события были приписаны псевдочетверному делению — распаду нестабильного короткоживущего ^8Be . Из измеренной энергии α -частиц был восстановлен энергетический спектр ис-

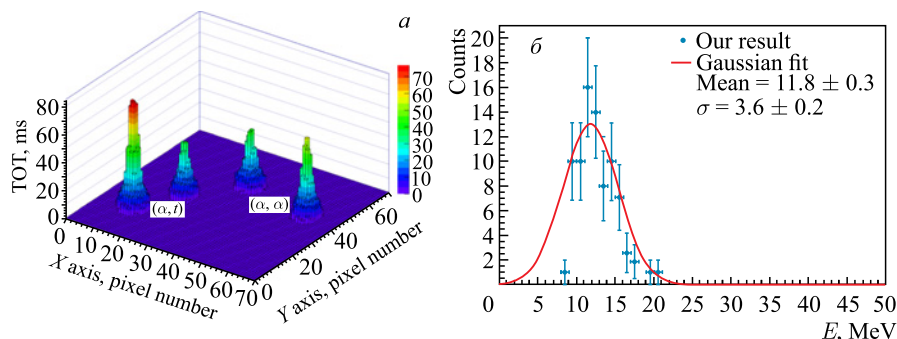


Рис. 8. Примеры кластеров для совпадений $\alpha-\alpha$ и $\alpha-t$ (а); восстановленный энергетический спектр для ${}^8\text{Be}$ (б)

пускаемых частиц ${}^8\text{Be}$, который представлен на рис. 8, б. Также были определены вероятности истинного и псевдочетверного деления, которые находятся в согласии с известными экспериментальными и теоретическими оценками.

4. ИССЛЕДОВАНИЯ МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ И МАССОВО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР, ВЫЗВАННОГО РЕЗОНАНСНЫМИ НЕЙТРОНАМИ

Спонтанное деление и деление, индуцированное тепловыми и резонансными нейтронами, являются классическим примером низкоэнергетического деления, которое происходит либо при нулевой энергии возбуждения делящегося ядра, либо при энергии возбуждения около барьера деления. В квазиклассическом приближении деление ядра является следствием коллективного движения нуклонов, которое может рассматриваться как деформация поверхности жидкой ядерной капли, состоящей из нуклонов, между которыми действуют кулоновские и ядерные силы. Метод оболочечной поправки Струтинского [44], применимый к классической жидкокапельной модели деления [43], позволил создать эффективную расчетную модель многомодального (ММ) деления (см. обзор [45] и ссылки в нем). Одна из наиболее популярных версий такой модели параметризует меняющуюся с увеличением деформации форму делящегося ядра квазисфероидами, соединенными на предразрывной стадии достаточно толстой шейкой. Траектории движения в многомерном пространстве деформаций выбираются из условия минимума энергии деформации делящейся системы, рассчитанной по методу [44]. В результате движение происходит по траекториям, проходящим по дну долин сложного деформационного рельефа. Причем симметрия формы делящейся системы спонтанно меняется в точках бифуркации траекторий из-за изменения оболочечной структуры ядра с увеличением его деформации. Таким образом, к

области разрыва шейки делящееся ядро подходит, преодолевая первый (симметричный) барьер и вторые барьеры с симметричной и асимметричной формой системы по траекториям различной протяженности, образуя дискретное «меню» предразрывных конфигураций, определяющих свойства мод деления (МД). Затем вводится гипотеза случайного разрыва шейки (random neck rupture — RNR), которая позволяет сформировать массовое распределение (МР) осколков деления (ОД), из суперпозиции МР отдельных МД. Разрыв шейки приводит к ускоренному разлету ОД под действием мощного кулоновского отталкивания. В результате ОД приобретают значительную кинетическую энергию, суммарная величина которой может составлять ~ 200 МэВ. Первичные ОД, образовавшиеся после разрыва шейки, являются, в основном, относительно «холодными» и сильно деформированными. По-видимому, в процессе разлета происходит переход деформационной энергии ОД в их энергию возбуждения, после чего становится возможным испускание мгновенных нейтронов деления (МНД) из возбужденных, полностью ускоренных ОД.

Число МНД $\bar{\nu}(A, \text{ТКЕ})$, испущенных ОД с массовым числом A и полной кинетической энергией (ПКЭ), равной ТКЕ, непосредственно связано со спектром возбуждения ОД. Измерение функции $\bar{\nu}(A, \text{ТКЕ})$ позволяет получить характеристики МНД, усредненные по A или ТКЕ, путем интегрирования по соответствующей переменной, если известно массово-энергетическое распределение (МЭР) ОД — $Y(A, \text{ТКЕ})$. Примеры таких усреднений вместе с нормировкой МЭР приведены ниже:

$$\bar{\nu}(A) = \frac{\int_0^{\infty} \bar{\nu}(A, \text{ТКЕ}) Y(A, \text{ТКЕ}) d\text{ТКЕ}}{\int_0^{\infty} Y(A, \text{ТКЕ}) d\text{ТКЕ}}, \quad (21)$$

$$\bar{\nu} = \int_0^{\infty} \bar{\nu}(A, \text{ТКЕ}) Y(A, \text{ТКЕ}) d\text{ТКЕ} dA, \quad 200 = \int_0^{\infty} Y(A, \text{ТКЕ}) d\text{ТКЕ} dA.$$

В модели мультимодового деления (ММ-RNR) [45] формирование массового распределения ОД происходит как процесс случайного разрыва шейки разных предразрывных конфигураций. Каждая из таких конфигураций i реализуется с определенной вероятностью p_i , так что

$$\sum_{i=1}^N p_i = 1, \quad (22)$$

где N — число возможных МД. Каждая МД i приводит к массовому распределению $Y_i(A)$ с условием нормировки

$$\sum_{A=0}^{A_{\text{CN}}} Y_i(A) = 2 \quad (23)$$

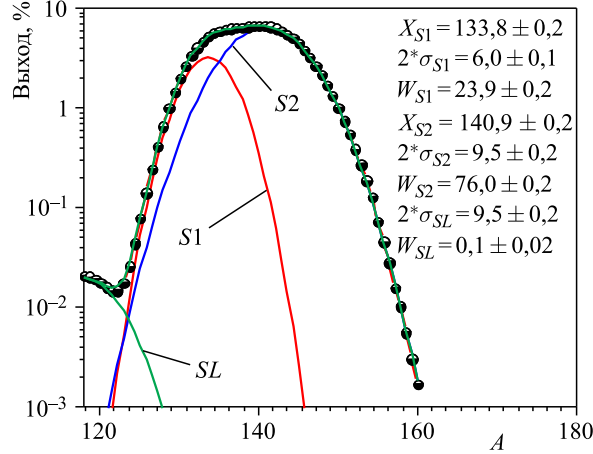


Рис. 9. Разложение по модам деления массового распределения осколков деления ядра ^{235}U , индуцированного тепловыми нейтронами, в расчетах по модели MM-RNR

и зависящей от A множественностью МНД $\bar{\nu}_i(A)$. При этом первичное (до испускания МНД) массовое распределение $Y(A)$ формируется как сумма по всем доступным МД

$$Y(A) = \sum_i^N p_i Y_i(A), \quad (24)$$

что иллюстрируется рис. 9.

Таким образом, измеряемая в эксперименте множественность МНД представляет собой суперпозицию распределений $\bar{\nu}_i(A)$ различных МД:

$$\bar{\nu}(A) = \frac{\sum_i^N p_i Y_i(A) \bar{\nu}_i(A)}{\sum_{A=0}^{A_{CN}} p_i Y_i(A)}. \quad (25)$$

Анализ экспериментальных данных по измерению МНД позволяет получить следующую формулу [49]:

$$\bar{\nu}(A, \text{ТКЕ}) = \left\{ \frac{\partial \bar{\nu}}{\partial \text{ТКЕ}}(A) [\text{ТКЕ}_{\max} - \text{ТКЕ}(A)], \text{ если } \text{ТКЕ} < \text{ТКЕ}_{\max} \right\}. \quad (26)$$

Из анализа эксперимента также следует, что для фиксированного массового числа A $\bar{\nu}(A, \text{ТКЕ})$ становится линейной функцией ПКЭ, поэтому на практике достаточно измерить две функции $\bar{\nu}(A)$ и $\text{ТКЕ}(A)$, для того чтобы

получить $\bar{\nu}(A, \text{ТКЕ})$. Объединяя уравнения (21) и (26), получим

$$\begin{aligned} \bar{\nu}(A) &= \int_0^{\infty} \bar{\nu}(A, \text{ТКЕ}) Y(A, \text{ТКЕ}) d\text{ТКЕ} = \\ &= \frac{\partial \bar{\nu}}{\partial \text{ТКЕ}}(A) \left[\int_0^{\text{ТКЕ}_{\max}(A)} \text{ТКЕ} \cdot Y(A, \text{ТКЕ}) d\text{ТКЕ} - \right. \\ &\quad \left. - \text{ТКЕ}_{\max}(A) \int_0^{\text{ТКЕ}_{\max}(A)} Y(A, \text{ТКЕ}) d\text{ТКЕ} \right]. \quad (27) \end{aligned}$$

На рис. 10 приведены зависимости среднего числа МНД от массы и полной кинетической энергии ОД. Наиболее важным свойством функции $\bar{\nu}(A)$ является то, что ее пилообразная форма представляет собой прямое доказательство случайности разрыва шейки делящейся системы. Большое значение тангенса угла наклона пилы к оси масс находит объяснение в рамках модели ММ-RNR [45].

Квантовые свойства процесса деления наиболее явным образом могут быть исследованы в (n, f) -реакции на резонансных нейтронах, как это подробно рассмотрено в разд. 1 и 2. Однако там рассматривались наблюдаемые, просуммированные по массе и энергии осколков. В работах [53–56] описаны вариации ПКЭ в нейтронных резонансах реакции $^{235}\text{U}(n, f)$. На рис. 11 приведены результаты этих измерений.

На рис. 11 видно, что разброс флуктуаций не превышает 0,1% от среднего значения ПКЭ. Расчет по модели ММ-RNR воспроизводит массовое

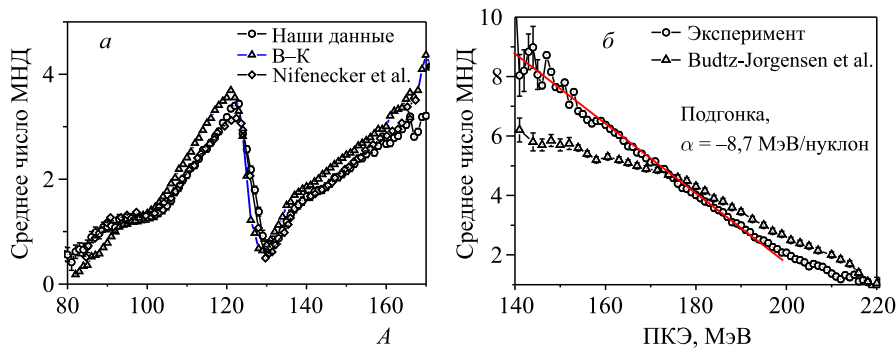


Рис. 10. Зависимость среднего числа МНД от массы (а) и от ПКЭ ОД (б), измеренная в [51] и [52]

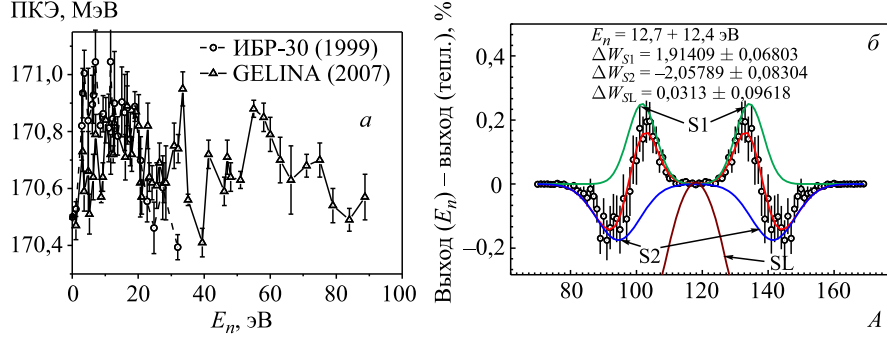


Рис. 11. Флуктуации ПКЭ в реакции $^{235}\text{U}(n, f)$, измеренные на источниках ИБР-30 и GELINA, в зависимости от энергии резонансных нейтронов (а) и массовое распределение ОД в окрестности резонанса с $E_n = 12,5$ эВ (б)

распределение ОД с учетом асимметричных standart1 (S1), standart2 (S2) и симметричной superlong (SL) мод деления. Полученные результаты могут быть проанализированы на основе комбинации теоретических подходов работ [16] и [45]. Как следует из [16], ПКЭ ОД в резонансе λ со спином и четностью J^π выражается в виде

$$E_\lambda^{J^\pi} = \sum_K \omega_\lambda^{J^\pi K} \sum_i p_i^K E_i^K = \sum_K \omega_\lambda^{J^\pi K} E^K, \quad (28)$$

где $\omega_\lambda^{J^\pi K}$ — веса компонентов с данным K в компаунд-состоянии λ , нормированные условием $\sum_K \omega_\lambda^{J^\pi K} = 1$; p_i^K — вероятности реализации делительной моды i , введенные впервые в работе [20], в отличие от величины p_i из формулы (22) зависят от проекции K . ПКЭ для ОД, относящихся к моде i , определяется выражением

$$E_i^K = \frac{\int E Y_i^K(A, E) dE dA}{\int Y_i^K(A, E) dE dA}, \quad (29)$$

где E^K — ПКЭ для данного K , просуммированная по всем доступным МД.

Тогда выражение для флуктуаций ПКЭ по резонансам относительно ее среднего значения

$$\langle E^{J^\pi} \rangle = \sum_\lambda \frac{E_\lambda^{J^\pi}}{N} = \sum_K E^K \langle \omega^{J^\pi K} \rangle \quad (30)$$

принимает вид

$$\Delta E_\lambda^{J^\pi} = \sum_K E^K \Delta \omega_\lambda^{J^\pi K}, \quad (31)$$

где $\Delta\omega_\lambda^{J^\pi K} = (\omega_\lambda^{J^\pi K} - \langle\omega^{J^\pi K}\rangle)$ — вариация веса компоненты с данным K в резонансе λ .

Нетрудно видеть, что флуктуации $\Delta E_\lambda^{J^\pi}$ будут малы, если энергия E^K слабо зависит от K , т. е. $E^K \approx \bar{E}$ и

$$\Delta E_\lambda^{J^\pi} \approx \bar{E} \left(\sum_K \omega_\lambda^{J^\pi K} - \sum_K \langle\omega^{J^\pi K}\rangle \right) \ll 1 \quad (32)$$

с учетом нормировки весов $\omega_\lambda^{J^\pi K}$.

Таким образом, полученная в экспериментах [53–56] малая величина ($\sim 10^{-3}$) флуктуаций $\Delta E_\lambda^{J^\pi}$ с определенностью указывает на слабую зависимость кинетической энергии ОД E^K , просуммированной по всем МД, от величины K . Это подтверждает достаточную точность модели ММ-RNR [45], в которой в силу ее квазиклассичности отсутствует зависимость весов p_i от проекции K в формуле (22). Малость флуктуаций $\Delta E_\lambda^{J^\pi}$ является в определенном смысле мерой квазиклассичности таких интегральных величин, как ПКЭ ОД и МЭР МД, при том, что квантово-механические характеристики процесса деления (такие как веса $\omega_\lambda^{J^\pi K}$ или связанные с ними парциальные делительные ширины) подвержены сильным флуктуациям благодаря сложной структуре компаунд-состояний.

5. РАЗВИТИЕ МЕТОДОВ ИССЛЕДОВАНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ЯДЕРНОГО ДЕЛЕНИЯ

В результате новейших достижений в современной ядерной электронике произошел переход от аналоговой аппаратуры к цифровой обработке сигналов (ЦОС) [57–61]. В системе ЦОС аналоговый сигнал детектора преобразуется в процессе дискретизации в последовательность значений напряжения, измеренных через одинаковые интервалы времени. Если дискретизация сигналов производится с соблюдением определенных правил [62], то цифровой образ сигнала содержит всю информацию исходного аналогового сигнала. Таким образом, в процессе эксперимента появляется возможность записи и хранения сигналов детекторов, сгруппированных по выделенным событиям. Это дает возможность последующего многократного полного воспроизведения зарегистрированных событий так же, как в процессе эксперимента. В результате были созданы условия для перехода на качественно новый уровень экспериментальных исследований. В такой постановке определяющая роль отводится программному обеспечению (ПО), реализующему ЦОС. В ЛНФ ОИЯИ в течение более двух десятилетий были разработаны алгоритмы ЦОС в применении к спектроскопии ОД и МНД при низкоэнергетическом делении ядер.

Одной из первых методик с применением ЦОС была реализация корреляционного метода в исследованиях выхода запаздывающих нейтронов при делении ядер ^{237}Np тепловыми нейтронами [63].

На рис. 12 видно, что даже после относительно небольшого усреднения измеренная функция приближается к симулированной. С помощью этого метода удалось успешно измерить выход запаздывающих нейтронов из реакции $^{237}\text{Np}(n, f)$ в условиях весьма низкого отношения эффекта к фону.

Экспериментальная техника, а также аппаратура по регистрации осколков деления в корреляции с МНД и другими продуктами деления вместе с методами обработки и интерпретации данных, разработанные в ЛНФ ОИЯИ

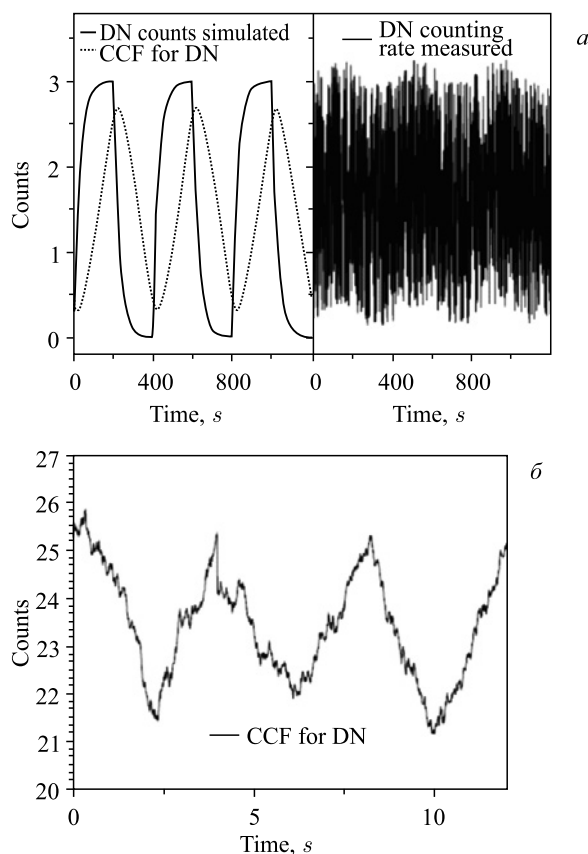


Рис. 12. Симулированная и измеренная взаимные корреляционные функции выхода запаздывающих нейтронов с модулированной меандром функцией потока тепловых нейтронов (а) и измеренная взаимная корреляционная функция после ~ 200 усреднений (б)

на протяжении ряда лет, успешно используются в экспериментах по исследованию деления ядер при низких энергиях возбуждения. Продолжение наших исследований в области деления ядер ориентировано, главным образом, на использование источника резонансных нейтронов ИРЕН, пуск которого на повышенной интенсивности ожидается в начале 2016 г. В настоящее время производится тестирование создаваемой аппаратуры на пучке 11Б тепловых нейтронов реактора ИБР-2М. Основная задача, которая стоит перед нами, — создание установки для исследования эмиссии мгновенных нейтронов осколками деления ядер, индуцированного резонансными нейтронами.

Для решения указанной задачи необходимо реализовать регистрацию МНД в совпадении с ОД с одновременным измерением массы, кинетической энергии осколков деления и МНД, угла между направлением движения МНД и осью деления. В предыдущих экспериментах типа [52] для решения указанной задачи использовалась классическая двойная ионизационная камера

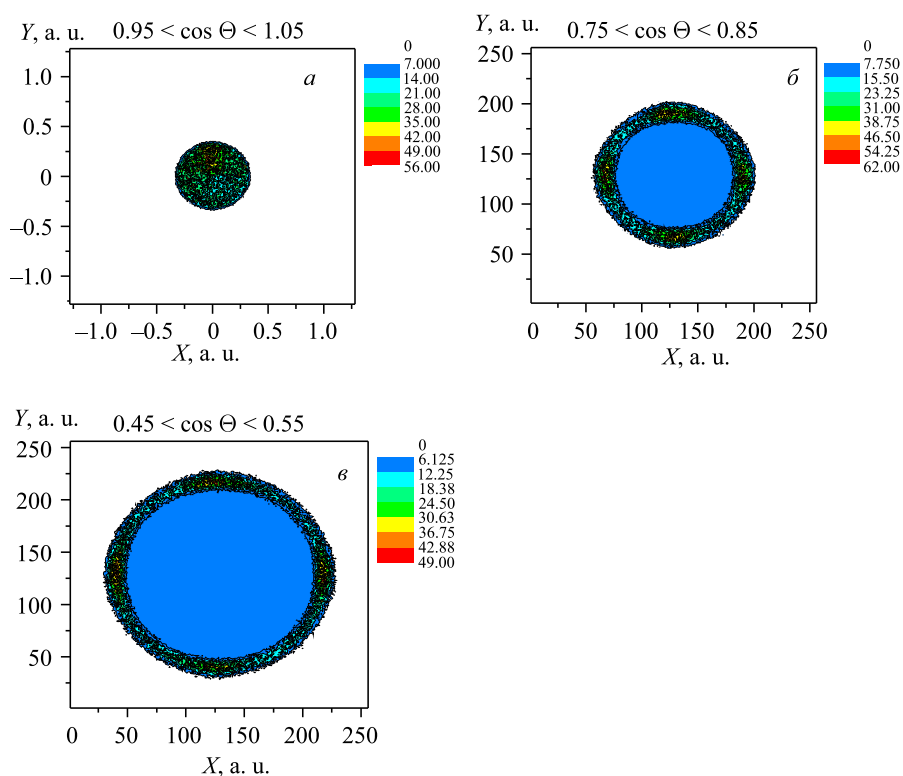


Рис. 13. Распределение «центров тяжести» ОД на плоскости (X, Y) анодов ПЧ ДИК для различных значений косинуса угла Θ между осью деления и осью аппликата Z

(ДИК) с сетками Фриша [52, 64]. К сожалению, в такой постановке эксперимента из-за геометрических ограничений, связанных с измерением углов между МНД и осью деления, возможно использование не более двух детекторов нейтронов. Причем эффективность регистрации МНД не превышает 0,005, поэтому практически исключается возможность исследования деления, индуцированного быстрыми и резонансными нейтронами.

Для преодоления указанного ограничения нами была предложена схема эксперимента с позиционно-чувствительной ДИК (ПЧ ДИК) [65]. Такая камера наряду с измерением масс осколков, а также кинетической энергии МНД и ОД позволяет, как иллюстрирует рис. 13, определять относительную ориентацию оси деления коррелированных ОД и направления движения МНД в сферических координатах (Θ, φ) . В этом случае эффективность регистрации нейтронов может быть увеличена путем наращивания числа детекторов, что повышает эффективность регистрации МНД до приемлемой для планируемых экспериментов точности.

На рис. 13 представлены результаты измерений с ПЧ ДИК для ряда фиксированных диапазонов $\cos \Theta$, при этом угол φ равномерно распределен по кругу $R \cos(\Theta) d\Theta$.

Таким образом, экспериментальные данные, которые могут быть получены при одновременных измерениях кинетической энергии и числа МНД, массы и кинетической энергии коррелированных ОД при низкой энергии возбуждения делящегося ядра, позволят получить фундаментальную информацию о динамике процесса деления.

6. ИССЛЕДОВАНИЯ ЭМИССИИ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ АКТИНИДОВ ТЕПЛОВЫМИ НЕЙТРОНАМИ

Эмиссия запаздывающих нейтронов (ЗН) при делении актинидов, индуцированном нейтронами, имеет фундаментальное значение для реализации контролируемой цепной ядерной реакции деления [66–68]. Выходы и временные характеристики ЗН из нейтронно-индуцированного деления главных и минорных реакторных изотопов являются важными ядерными константами, используемыми в расчетах кинетики ядерных реакторов. Знание этих констант для многих трансурановых элементов способствует лучшему пониманию процесса деления, позволяет выявлять его закономерности, строить модели и предсказывать свойства ЗН для неизученных ядер. Однако точность экспериментальных данных по ЗН для главных и большинства минорных актинидов не позволяет с необходимой надежностью, важной для ядерной безопасности, рассчитывать кинетику ядерных реакторов, особенно при больших выгораниях. Поэтому измерение характеристик ЗН с более высокой точностью или повторение измерений с помощью независимых методик остается актуальным. Кроме того, такие измерения позволяют тестировать и улучшать

расчетные методики и феноменологические систематики, важные для экстраполяции характеристик ЗН для еще не измеренных изотопов, а также для оценки надежности имеющихся экспериментальных данных. Ведь достаточно часто экспериментальные и расчетные данные по одному и тому же изотопу заметно расходятся.

Для изучения выхода ЗН при делении тепловыми нейтронами ядер актиноидов в 1993–1995 гг. в ЛНФ ОИЯИ на источнике нейтронов ИБР-2 создавалась установка «Изомер» и был реализован экспериментальный метод, базирующийся на периодическом облучении образца в импульсном нейтронном пучке и измерении выхода ЗН в интервалах между импульсами [69]. Схема установки «Изомер» представлена на рис. 14. В результате первых экспериментов, проведенных на этой установке, были получены данные по выходам ЗН при делении тепловыми нейтронами изотопов ^{233}U , ^{237}Np , ^{239}Pu [70].

С целью дальнейшего развития предложенного метода, увеличения эффективности его применения и расширения круга исследуемых ядер в 2004 г. была осуществлена модернизация экспериментальной установки и значительно улучшены ее параметры. Это позволило продолжить исследования с изотопами нептуния ^{237}Np и кюрия ^{245}Cm . Причем если для ^{237}Np экспериментальных данных было немало, то для ^{245}Cm их было недостаточно. Впервые характеристики ЗН деления ^{245}Cm тепловыми нейтронами реакторного спектра представлены в работе [71].

Однако расчетное значение абсолютного полного выхода ЗН $\nu_d = 0,75\%$, также полученное авторами этой работы в рамках модели суммирования по предшественникам, существенно отличалось от экспериментального значения $\nu_d = (0,59 \pm 0,04)\%$. Соответствующие расчетные значения ν_d , полученные в последующих работах [72, 73], оказались значительно ниже и в пределах погрешностей расчета не противоречили экспериментальному значению в ра-

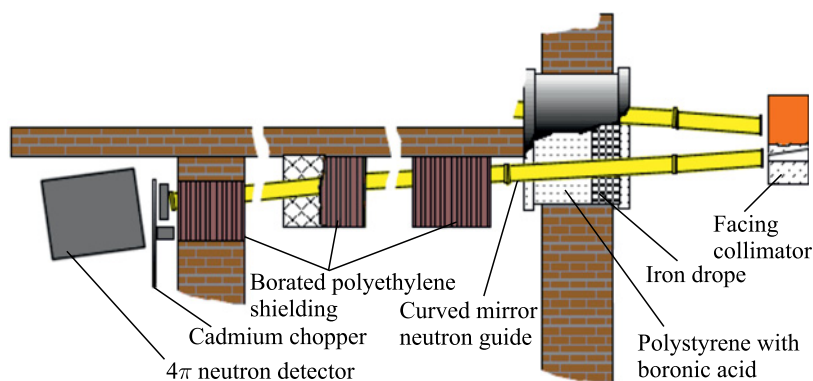


Рис. 14. Схема установки «Изомер» на канале 11Б источника нейтронов ИБР-2

Таблица 2. Характеристики используемого образца кюрия

Изотоп	$T_{1/2} (\alpha)$, лет	Содержание		Число спонтанных делений, s^{-1}	Число мгновенных нейтронов на акт спонтанного деления	Число мгновенных нейтронов, s^{-1}
		%	мг			
^{244}Cm	18,1	3,78	0,076	319	2,72	868
^{245}Cm	8500	95,46	1,91	$7,8 \cdot 10^{-2}$	≈ 3	$\approx 0,3$
^{246}Cm	4700	0,71	0,014	43	2,95	127

боте [71]. В связи с этими обстоятельствами еще одно независимое измерение величины ν_d было крайне желательным.

Из характеристик образца кюрия, используемого в экспериментах на установке «Изомер-М» и представленных в табл. 2, видно, что, несмотря на довольно высокое обогащение образца изотопом ^{245}Cm и его большое сечение деления тепловыми нейтронами (≈ 2145 б), примесные изотопы ^{244}Cm и ^{246}Cm создают постоянный фон мгновенных нейтронов спонтанного деления, значительно превышающий ожидаемый счет от ЗН для изучаемого изотопа ^{245}Cm . Поэтому для подавления этого фона исследуемый образец размещался внутри ионизационной камеры деления, что позволяло регистрировать нейтроны в режиме антисовпадений с сигналами от камеры, регистрирующей осколки деления.

Схема детекторного модуля «Изомер-М» с мишенью внутри ионизационной камеры представлена на рис. 15.

Методика анализа временных аппаратурных спектров, полученных в ходе экспериментов и представленных на рис. 16, обрабатывалась в измерениях с изотопом ^{237}Np и подробно представлена в работе [74].

В результате проведенных экспериментов по измерению полного выхода ЗН при делении ^{245}Cm тепловыми нейтронами было получено значение

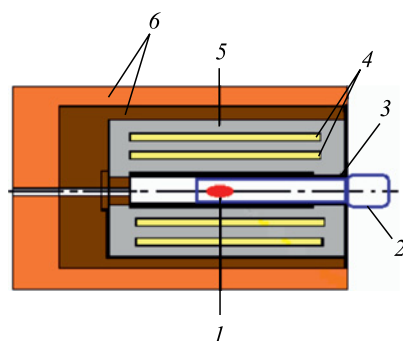


Рис. 15. Схема детекторного модуля установки «Изомер-М»: 1 — мишень с ^{245}Cm ; 2 — ионизационная камера с газом CH_4 ; 3 — Cd-экран; 4 — ^3He -счетчики; 5 — замедлитель нейтронов; 6 — комбинированная защита с СН и СН-В

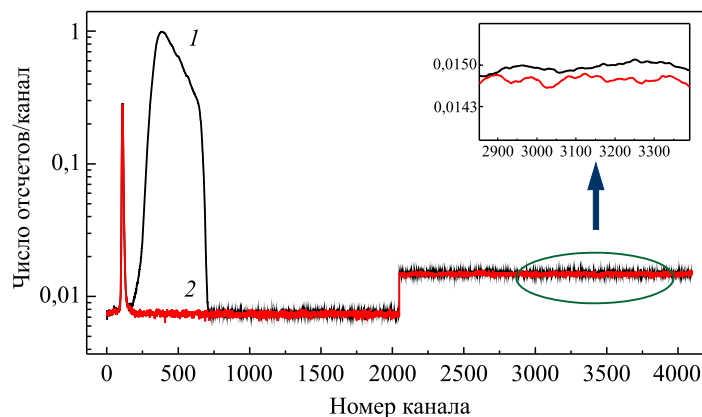


Рис. 16. Временные аппаратные спектры, полученные в измерениях с кюрием, приведенные к одной вспышке реактора: 1 — эффект + фон (^{245}Cm); 2 — фон (^{245}Cm + Cd-фильтр)

$\nu_d = 0,0064 \pm 0,0002$ [75]. Оно согласуется со значением $\nu_d = 0,0059 \pm 0,0004$ из работы [71] и отличается от него более высокой точностью.

Полученное значение добавлено к представленным на нем данным о характеристиках запаздывающих нейтронов для широкого круга актинидов из работы [76] (рис. 17). На этом же рисунке наряду с данными для ^{245}Cm приведены экспериментальные данные для этого нуклида из работы [71], а также данные по полному выходу ЗН, вычисленные в рамках микроскопического подхода в работах [72, 73], основанного на имеющейся информации о вероятности испускания ЗН отдельными ядрами-предшественниками и их кумулятивными выходами. Полученное в работе [75] значение полного выхода ЗН для ^{245}Cm — $\nu_d = (0,64 \pm 0,02)\%$ согласуется со значением, предсказанным в рамках указанной выше систематики — $(0,621 \pm 0,005)\%$.

В то же время оценки значений ν_d , полученные суммированием по вкладкам предшественников [71–73], не полностью согласуются как с экспериментальными данными [71] и [75], так и между собой. Понять причину такого расхождения на примере ^{245}Cm очень важно, поскольку метод суммирования лежит в основе оценок характеристик ЗН для нуклидов, которые еще не были измерены. Так как, вероятнее всего, основная причина расхождения результатов, полученных методом суммирования, связана с разными предположениями о параметрах зарядового распределения осколков деления и величине четно-нечетного эффекта, то полученное в ЛНФ ОИЯИ значение полного выхода ЗН при делении ^{245}Cm [75] позволяет провести оценку этой величины, варьируя как параметры, так и величину четно-нечетного эффекта в зарядовом распределении осколков деления. Оценка этих параметров, в свою очередь,

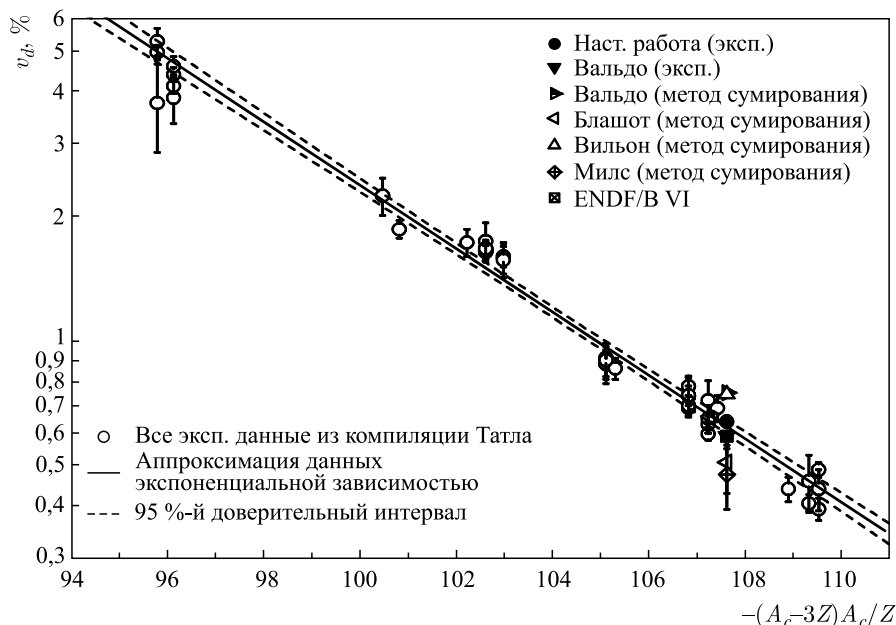


Рис. 17. Систематика [76], дополненная значением по кюрию из работы [75]

позволит получить информацию о свойствах зарядового распределения осколков деления и величине четно-нечетного эффекта для нуклидов, лежащих в еще не вполне изученной области масс и зарядов.

7. ИССЛЕДОВАНИЯ ЯДЕРНОГО ДЕЛЕНИЯ И РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ НА ИСТОЧНИКЕ n_TOF В ЦЕРН

В 2001–2007 гг. на времяпролетном спектрометре n_TOF в ЦЕРН на быстрой многосекционной ионизационной камере, созданной и оснащенной в сотрудничестве с коллегами из ФЭИ, была реализована широкая программа измерений сечений деления актинидов в интервале энергии нейтронов от резонансных до 200 МэВ [77–84]. Кроме того, на уникальном многодетекторном спектрометре полного поглощения γ -квантов, созданном усилиями n_TOF-коллектива, были проведены измерения (n, γ) -реакции для нейтронов с энергией до 400 кэВ [85–100]. Во всех этих экспериментах использовались высоко обогатенные мишени, изготовленные в сотрудничестве ОИЯИ–ФЭИ, включая уникальные закрытые мишени минорных актинидов для измерения радиационного захвата нейтронов. На основе полученных данных было опубликовано более 20 статей, последняя из которых направлена в печать в 2015 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Guseva I. S. et al.* Effective Parameters of Neutron p -Wave Resonances of $^{233,235}\text{U}$ Fission Cross Section in Energy Range 1–70 eV // Proc. of ISINN-2. Dubna, 1994. P. 276.
2. *Alfimenkov V. P. et al.* P-Odd, Left-Right and Forward-Backward Asymmetries of Fragment Angular Distribution in ^{233}U Fission Induced by the Low Energy Neutrons and Forward-Backward Asymmetry in ^{239}Pu Fission // Proc. of ISINN-3. Dubna, 1995. P. 276.
3. *Алфименков В. П. и др.* Интерференционные эффекты в угловых распределениях осколков деления тяжелых ядер тепловыми и резонансными нейтронами // ЯФ. 1995. Т. 58. С. 799 (Phys. At. Nucl. 1997. V. 58. P. 737).
4. *Gagarski A. M. et al.* Investigations of the Parity Violation and Interference Effects in ^{235}U Fission Induced by Resonance Neutrons // Proc. of ISINN-5. Dubna, 1997. P. 182.
5. *Алфименков В. П. и др.* Исследования нарушения пространственной четности и интерференционных эффектов в угловых распределениях осколков деления ^{235}U резонансными нейтронами // ЯФ. 2000. Т. 63. С. 598 (Phys. At. Nucl. 2000. V. 63. P. 539).
6. *Alfimenkov V. P. et al.* // Nucl. Phys. A. 1999. V. 645. P. 31.
7. *Gagarski A. M. et al.* Investigations of Parity Violation and Interference Effects in Fission of ^{239}Pu Induced Resonance Neutrons // Proc. of ISINN-10. Dubna, 2002. P. 184.
8. *Sokolov V. E. et al.* // Proc. of Intern. Conf. on Nucl. Data for Sci. and Technol. / Ed. by R. C. Height et al. 2005. P. 708.
9. *Barabanov A. L., Popov A. B., Furman W. I.* Helicity Approach to Interference Effects in Neutron Induced Fission // Proc. of ISINN-10. Dubna, 2002. P. 171.
10. *Barabanov A., Furman W., Popov A.* // Astrophysics, Symmetries and Applied Physics at Spallation Neutron Sources. World Sci., 2002. P. 185.
11. *Kopach Yu. N. et al.* Angular Anisotropy of Fission Fragments from the Resonance Neutron Induced Fission of Aligned ^{235}U Target and the Role of $J^\pi K$ Fission Channels // Phys. At. Nucl. 1999. V. 62. P. 929.
12. *Конач Ю. Н. и др.* Деление тяжелых ядер резонансными нейтронами // ЭЧАЯ. 2001. Т. 32. С. 204.
13. *Таран Ю. В., Шаниро Ф. Л.* О некоторых методах поляризации и анализа поляризации нейтронов промежуточных энергий // ЖЭТФ. 1963. Т. 44. С. 2185.
14. *Barabanov A. L., Furman W. I.* New Theoretical Possibilities of Describing P-Even and P-Odd Angular Correlation of Fission Fragments from Resonance Neutron Induced Fission // Proc. of Intern. Conf. on Nucl. Data for Sci. and Technol., Gatlinburg, Tennessee, 1994 / Ed. J. K. Dickens. 1994. V. 1. P. 448.
15. *Barabanov A. L., Furman W. I.* Formal Theory of Neutron Induced Fission // Z. Phys. A. 1997. V. 357. P. 411.
16. *Barabanov A. L., Furman W. I.* Test of Fundamental Symmetries as a Tool for Fission Dynamic Studies // Czechoslov. J. Phys. Suppl. B. 2003. V. 53. P. 359.

17. Струтинский В. М. Об угловом распределении осколков деления // ЖЭТФ. 1956. Т. 30. С. 606.
18. Bohr A. On the Theory of Nuclear Fission // Proc. of Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, 1956. V. 2. United Nations. N. Y., 1956. P. 151.
19. Blatt J. M., Biedenharn L. C. The Angular Distribution of Scattering and Reaction Cross Section // Rev. Mod. Phys. 1952. V. 24. P. 258.
20. Furman W., Kliman J. Fluctuation of Fission Characteristics and the Structure of Fission Channels // Proc. of the 17th Intern. Symp. on Nucl. Phys / Eds. D. Seeliger and H. Kalka. Dresden, 1988. P. 142.
21. Pattenden N. J., Postma H. Fission of Aligned ^{235}U Nuclei Induced by Neutrons of 0.2 to 2000 eV // Nucl. Phys. A. 1971. V. 167. P. 225.
22. National Nuclear Data Center. <http://www.nndc.bnl.gov>.
23. Varabanov A. L., Furman W. I. Особенности канала $K = 0$ в делении ядер // ЯФ. 2009. Т. 72. С. 1311 (Phys. At. Nucl. 2009. V. 72. P. 1259).
24. Kadmsky S. G., Markushev V. M., Furman W. I. Nonconservation of the Spin Projection to the Nucleus Symmetry Axis in Neutron Resonances and the Caiolis Mixing // Phys. At. Nucl. 1982. V. 35. P. 300.
25. Бечварж Ф. Гамма-распад нейтронных резонансов // Тр. II Шк. по нейтронной физике, Алушта, 1974. Дубна, 1974. С. 294.
26. Bunakov V. E., Pikelner L. B. Parity and Time Reversal Violation in Neutron–Nucleus Reactions // Prog. Part. Nucl. Phys. 1997. V. 33. P. 337.
27. Jesinger P. et al. Interference Effect in Angular Distribution of Outgoing Particles in Ternary Induced by Cold Polarized Neutron // ЯФ. 1999. Т. 62. С. 1723.
28. Schreckenbach K. Internal ILL Report 88SCO9T. Grenoble, 1988.
29. Bunakov V. E., Petrov G. A. A Possible Explanation of the Triple Correlation Origin in Ternary Fission // Proc. of the VIII Intern. Seminar on Interactions of Neutrons with Nuclei. Dubna, 2000. P. 84.
30. Varabanov A. L. Spin-Orbit Interaction in Final State as Possible Reason for T-Odd Correlation in Ternary Fission // Proc. of the IX Intern. Seminar on Interactions of Neutrons with Nuclei. Dubna, 2001. P. 93.
31. Бунаков В. Е., Кадменский С. Г. Т-нечетные асимметрии в угловых распределениях продуктов тройного деления ядер // Изв. РАН. Сер. физ. 2004. Т. 68. С. 1090 (Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2004. V. 68. P. 1229).
32. Goennenwein F. et al. Rotation of Compound Nucleus ^{236}U in the Fission Reaction $^{235}\text{U}(n, f)$ Induced by Cold Polarized Neutrons // Phys. Lett. B. 2007. V. 652. P. 13.
33. Danilyan G. V. et al. Rotational Effect of Fissible Nucleus in Binary Fission ^{235}U Induced by Cold Polarized Neutrons // Phys. Lett. B. 2009. V. 679. P. 25.
34. Данилян Г. В. и др. Предделительные гамма-кванты // ЯФ. 2009. Т. 72. С. 1872 (Phys. At. Nucl. 2009. V. 72. P. 1812).
35. Данилян Г. В. и др. Поиск Т-нечетных корреляций в эмиссии мгновенных нейтронов деления ядер ^{235}U поляризованными нейтронами // ЯФ. 2010. Т. 73. С. 1155 (Phys. At. Nucl. 2010. V. 73. P. 1116).

36. Данилян Г. В. и др. Т-нечетные угловые корреляции в эмиссии мгновенных гамма-квантов и нейтронов деления ядер поляризованными нейтронами // ЯФ. 2011. Т. 74. С. 697 (Phys. At. Nucl. 2011. V. 74. P. 671).
37. Данилян Г. В. и др. Эффекты вращения делящегося ядра в угловых распределениях мгновенных и гамма-квантов деления ядер ^{233}U и ^{235}U поляризованными нейтронами // ЯФ. 2014. Т. 77. С. 715.
38. Петров Г. А. и др. Основные результаты исследования разрывных нейтронов в делении ядер при низких энергиях возбуждения // ЯФ. 2008. Т. 71. С. 1165 (Phys. At. Nucl. 2008. V. 71. P. 1149).
39. Gagarski A. M. et al. T-Odd Asymmetry Effects of the Light Particles Emission in the Heavy Nucleus Ternary Fission by Cold Polarized Neutrons // Proc. of the XIX Intern. Seminar on Interactions of Neutrons with Nuclei. Dubna, 2011. P. 24.
40. Barabanov A. L., Furman W. I. Fission via Compound States and $J^\pi K$ A. Bohr's Channels: What We Can Learn from Recent Studies with Slow Neutrons // Eur. Phys. J. Web Conf. 2012. V. 21. P. 08002.
41. Furman W. Quantum Aspects of Low-Energy Nuclear Fission // Proc. of Seminar on Fission / Eds. C. Wagemans, J. Wagemans and P. D'hondt. World Sci., 2010. P. 53.
42. Porter C. E., Thomas R. G. Fluctuations of Nuclear Reaction Widths // Phys. Rev. 1956. V. 104. P. 483.
43. Bohr N., Wheeler J. A. The Mechanism of Nuclear Fission // Phys. Rev. 1939. V. 56, No. 5. P. 426.
44. Strutinsky V. M. Shell Effects in Nuclear Masses and Deformation Energies // Nucl. Phys. A. 1967. V. 95. P. 420–442; "Shells" in Deformed Nuclei // Nucl. Phys. A. 1968. V. 122. P. 1–30.
45. Brosa U., Grossmann S., Müller A. Nuclear Scission // Phys. Rep. 1990. V. 197, No. 4. P. 167.
46. Smirnov Yu. F., Chuvil'ski Yu. M. The Structural Forbiddenness of the Heavy Fragmentation of the Atomic Nucleus // Phys. Lett. B. 1984. V. 134. P. 25–28.
47. Wagemans C., Deruytter A. J. Ratio of the Ternary to Binary Fission Cross Sections Induced by Resonance Neutrons in ^{235}U // Nucl. Phys. A. 1972. V. 194. P. 657–672.
48. Ahmadov G. S. et al. Detection of Ternary and Quaternary Fission Fragments from ^{252}Cf with a Position Sensitive $\Delta E-E$ Telescope Based on Silicon Detectors // Phys. Part. Nucl. Lett. 2015. V. 12, No. 4. P. 542–549.
49. Lopart X. et al. Timepix, a 65k Programmable Pixel Readout Chip for Arrival Time, Energy and/or Photon Counting Measurements // Nucl. Instr. Meth. A. 2007. V. 581. P. 485–494.
50. Wagemans C. Spontaneous Fission // Nuclear Fission Process / Ed. C. Wagemans. Boca Raton: CRC-Press, 1991.
51. Zeynalov Sh. et al. Prompt Fission Neutron Emission in Resonance Fission of ^{239}Pu // Proc. of XII Intern. Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei. Dubna: JINR, 2004. P. 371–379.
52. Budtz-Jorgensen C., Knitter H.-H. Simultaneous Investigation of Fission Fragments and Neutrons in $^{252}\text{Cf}(sf)$ // Nucl. Phys. A. 1988. V. 490. P. 307–328.

53. *Hambsch F.-J. et al.* Fission Mode Fluctuation in the Resonances of $^{235}\text{U}(n, f)$ // Nucl. Phys. A. 1989. V. 491. P. 56–90.
54. *Zeinalov Sh. S. et al.* Neutron Energy Dependence of $^{235}\text{U}(n, f)$ Mass and TKE Distributions around 8.77 eV Resonance // Proc. of VII Intern. Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei. Dubna: JINR, 1999. P. 258–262.
55. *Zeinalov Sh. S. et al.* Neutron Energy Dependence of Fission Fragment Mass & TKE Distributions of $^{235}\text{U}(n, f)$ -Reaction below 10 eV // Proc. of 4th Intern. Conf. Dynamical Aspects of Nucl. Fission, Casta-Papiernicka, Slovak Republic / Ed. J. Kliman. Singapore: World Sci., 2000. P. 417–423.
56. *Zeinalov Sh., Furman W., Hambsch F.-J.* Investigation of Mass-TKE Distributions of Fission Fragments from $^{235}\text{U}(n, f)$ Reaction in Resonances // Proc. of XIII Intern. Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei. Dubna: JINR, 2006. P. 351–359.
57. *Takahashi H. et al.* Digital Signal Processing for CdTe Detectors Based on a Waveform Clustering Algorithm // Nucl. Instr. Meth. A. 2001. V. 458. P. 375–381.
58. *Warburton W. K., Grudberg P. M.* Current Trends in Developing Digital Signal Processing Electronics for Semiconductor Detectors // Nucl. Instr. Meth. A. 2006. V. 568. P. 350–358.
59. *Pasquali G. et al.* A DSP Equipped Digitizer for Online Analysis of Nuclear Detector Signals // Nucl. Instr. Meth. A. 2007. V. 570. P. 126–132.
60. *Gerardi G. et al.* Digital Filtering and Analysis for a Semiconductor X-Ray Detector Data Acquisition // Nucl. Instr. Meth. A. 2007. V. 571. P. 378–380.
61. *Зейналова О. и др.* Приложение методов цифровой обработки сигналов к ядерной спектроскопии // Изв. РАН. Сер. физ. 2009. Т. 73, № 4. С. 533–539.
62. *Shannon C. E.* A Mathematical Theory of Communication // The Bell System Techn. J. 1948. V. 27. P. 379–423; 623–656.
63. *Zeynalov Sh. S., Zeynalova O. V., Smirnov V. I.* Delayed Neutron Yield Measurement on Thermal Neutron Induced Fission of ^{237}Np Using Cross-Correlation Technique // Nucl. Phys. At. Energy. 2006–2009. V. 10, No. 1. P. 100–104.
64. *Andreev A. et al.* 4- π Ionization Chamber — a Detector for a Kinematic Separator of Heavy Ion Reaction Products // Nucl. Instr. Meth. A. 1993. V. 330. P. 209–220.
65. *Зейналова О. В.* Двойная позиционно-чувствительная ионизационная камера с использованием backgammon и время-проеекционного методов // Изв. РАН. Сер. физ. 2011. Т. 75, № 11. С. 1623–1628.
66. *Keepin G. R.* Physics of Nuclear Kinetics // Phys. Nucl. Kin. Addison-Westley Reading, 1965.
67. *Tuttle R. J.* Delayed Neutron Data for Reactor Physics Analysis // Nucl. Sci. Eng. 1975. V. 56. P. 37.
68. *Spriggs G. D., Campbell J. M., Piksaikin V. M.* A Method for Determining the Intensity of Concomitant Neutron Source $D(d, n)^3\text{He}$ when Studying the Characteristics of Delayed Neutrons from Nuclear Fission Induced by Neutrons from Reaction $T(d, n)^4\text{He}$. LANL Report LA-UR-98-1619. Rev. 3. Los Alamos, 1999.
69. *Борзаков С. Б. и др.* Установка для изучения запаздывающих нейтронов и предварительные результаты определения величины B_{eff} для ^{233}U по отношению к ^{235}U // АЭ. 1995. Т. 79. С. 231.

70. Borzakov S. B. *et al.* Measurements of Delayed-Neutron Yields from Thermal-Neutron-Induced Fission of ^{235}U , ^{233}U , ^{239}Pu , and ^{237}Np // *Yad. Fiz.* 2000. V. 63. P. 589.
71. Waldo R. W., Karam R. A., Meyer R. A. Time Dependent Measurements and a Predictive Model // *Phys. Rev. C.* 1981. V. 23. P. 3.
72. Mills R., James M. F., Weaver D. R. Study of the Delayed Neutron Yield and Its Time Dependence // *Proc. of Nucl. Data for Science and Technology, Julich, May 13–17, 1991.* P. 86–88.
73. Wilson W. B., England T. R. Delayed Neutron Study Using ENDF/B-VI Basic Nuclear Data // *Prog. Nucl. Energy.* 2002. V. 41, No. 1–4. P. 71–107.
74. Гундорин Н. А. и др. Измерение выхода запаздывающих нейтронов при делении ^{237}Np тепловыми нейтронами // *ЯФ.* 2007. Т. 70, № 6. С. 1011–1018.
75. Андрианов В. Р. и др. Выход запаздывающих нейтронов в реакции $^{245}\text{Cm}(n, f)$ на тепловых нейтронах // *ЯФ.* 2008. Т. 71, № 10. С. 1705–1713.
76. Piksaikin V. M., Isaev S. G., Goverdovsky A. A. The Yield of Delayed Neutron in the Reaction $^{245}\text{Cm}(n, f)$ Induced by Thermal Neutrons // *Progress Nucl. Energy.* 2002. V. 41, No. 1–4. P. 361.
77. Calviani M. *et al.* (*n_TOF Collab.*). High-Accuracy $^{233}\text{U}(n, f)$ Cross-Section Measurement at the White-Neutron Source n_TOF from Near-Thermal to 1 MeV Neutron Energy // *Phys. Rev. C.* 2009. V. 80. P. 044604.
78. Paradela C. *et al.* (*n_TOF Collab.*). Neutron-Induced Fission Cross Section of U-234 and Np-237 Measured at the CERN Neutron Time-of-Flight (n_TOF) Facility // *Phys. Rev. C.* 2010. V. 82. P. 034601.
79. Tarrío D. *et al.* (*n_TOF Collab.*). Neutron-Induced Fission Cross Section of Pb-nat and Bi-209 from Threshold to 1 GeV: An Improved Parametrization // *Phys. Rev. C.* 2011. V. 83. P. 044620.
80. Calviani M. *et al.* (*n_TOF Collab.*). Neutron-Induced Fission Cross Section of Cm-245: New Results from Data Taken at the Time-of-Flight Facility n_TOF // *Phys. Rev. C.* 2012. V. 85. P. 034603.
81. Belloni F. *et al.* (*n_TOF Collab.*). Neutron-Induced Fission Cross Section Measurement of U-233, Am-241 and Am-243 in the Energy Range $0.5 \text{ MeV} \leq E-n \leq 20 \text{ MeV}$ at n_TOF at CERN // *Physica Scripta.* 2012. V. 150. P. 014005.
82. Sarmiento R. *et al.* (*n_TOF Collab.*). Measurement of the U-236 (n, f) Cross Section from 170 MeV to 2 MeV at the CERN n_TOF Facility // *Phys. Rev. C.* 2011. V. 84. P. 044610.
83. Calviani M. *et al.* (*n_TOF Collab.*). Fission Cross-Section Measurements of U-233, Cm-245 and Am-241, Am-243 at CERN n_TOF Facility // *J. Kor. Phys. Soc.* 2011. V. 59. P. 1912–1915.
84. Belloni F. *et al.* (*n_TOF Collab.*). Neutron-Induced Fission Cross-Section of U-233 in the Energy Range $0.5 < E-n < 20 \text{ MeV}$ // *Eur. Phys. J. A.* 2011. V. 47. P. 160.
85. Guerrero C. *et al.* (*n_TOF Collab.*). Measurement and Resonance Analysis of the Np-237 Neutron Capture Cross Section // *Phys. Rev. C.* 2012. V. 85. P. 044604.

86. Tagliente G. et al. (*n*-TOF Collab.). Neutron Capture on Zr-94: Resonance Parameters and Maxwellian-Averaged Cross Sections // *Phys. Rev. C*. 2011. V. 84. P. 014607.
87. Lederer C. et al. (*n*-TOF Collab.). $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$ Cross Section in the Unresolved Resonance Region // *Ibid.* V. 83. P. 034608.
88. Cano-Ott D. et al. (*n*-TOF Collab.). Neutron Capture Measurements on Minor Actinides at the n-TOF Facility at CERN: Past, Present and Future // *J. Kor. Phys. Soc.* 2011. V. 59. P. 1809–1812.
89. Mosconi M. et al. (*n*-TOF Collab.). Neutron Physics of the Re/Os Clock. I. Measurement of the (n, γ) Cross Sections of Os-186, Os-187, Os-188 at the CERN n-TOF Facility // *Phys. Rev. C*. 2010. V. 82. P. 014607.
90. Fujii K. et al. (*n*-TOF Collab.). Neutron Physics of the Re/Os Clock. III. Resonance Analyses and Stellar (n, γ) Cross Sections of Os-186, Os-187, Os-188 // *Ibid.* P. 015804.
91. Massimi C. et al. (*n*-TOF Collab.). $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$ Cross Section in the Resonance Region // *Ibid.* V. 81. P. 044616.
92. Guerrero C. et al. (*n*-TOF Collab.). The n-TOF Total Absorption Calorimeter for Neutron Capture Measurements at CERN // *Nucl. Instr. Meth. A*. 2009. V. 608. P. 424–433.
93. Domingo-Pardo C. et al. (*n*-TOF Collab.). The Measurement of the $^{206}\text{Pb}(n, \gamma)$ Cross Section and Stellar Implications // *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 2008. V. 35. P. 014015.
94. Terlizzi R. et al. (*n*-TOF Collab.). The $^{139}\text{La}(n, \gamma)$ Cross Section: Key for the Onset of the s-Process // *Phys. Rev. C*. 2007. V. 75. P. 034603.
95. Günsing F. et al. (*n*-TOF Collab.). Status and Outlook of the Neutron Time-of-Flight Facility at CERN // *Nucl. Instr. Meth. B*. 2007. V. 261. P. 925–929.
96. Domingo-Pardo C. et al. (*n*-TOF Collab.). Measurement of the Neutron Capture Cross Section of the s-Only Isotope Pb-204 from 1 eV to 440 keV // *Phys. Rev. C*. 2007. V. 75. P. 014601.
97. Domingo-Pardo C. et al. (*n*-TOF Collab.). Measurement of the Radiative Neutron Capture Cross Section of Pb-206 and Its Astrophysical Implications // *Ibid.* V. 76. P. 044610.
98. Domingo-Pardo C. et al. (*n*-TOF Collab.). New Measurement of Neutron Capture Resonances in Bi-209 // *Phys. Rev. C*. 2006. V. 74. P. 024608.
99. Aerts G. et al. (*n*-TOF Collab.). Neutron Capture Cross Section of Th-232 Measured at the n-TOF Facility at CERN in the Unresolved Resonance Region up to 1 MeV // *Ibid.* V. 73. P. 054605.
100. Tagliente G. et al. (*n*-TOF Collab.). Neutron Capture Cross Section of ^{90}Zr : Bottleneck in the s-Process Reaction Flow // *Phys. Rev. C*. 2008. V. 77. P. 034603.