

## ДЕТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ УГЛОВЫХ $nn$ -КОРРЕЛЯЦИЙ В СПОНТАННОМ ДЕЛЕНИИ $^{252}\text{Cf}$

© 2022 г. И. С. Гусева<sup>1)\*</sup>, А. М. Гагарский<sup>1)</sup>,  
Г. В. Вальский<sup>1)</sup>, Т. А. Заварухина<sup>1)</sup>, Т. Е. Кузьмина<sup>2)</sup>

Поступила в редакцию 19.03.2021 г.; после доработки 14.05.2021 г.; принята к публикации 14.05.2021 г.

С целью изучения механизма эмиссии мгновенных ( $nn$ ) нейтронов в процессе деления ядер были проведены новые точные измерения нейтрон-нейтронных угловых корреляций при спонтанном делении  $^{252}\text{Cf}$ . В данном эксперименте в отличие от предшествующих работ особое внимание было уделено изучению экспериментальных систематических эффектов, связанных с перерасеянием нейтронов деления на конструкциях установки и искажающих угловые распределения. Полученные в эксперименте угловые зависимости числа  $nn$ -совпадений для семи порогов регистрации нейтронов в диапазоне от 490 до 2080 кэВ сравнивались с результатами усовершенствованных модельных расчетов, в которых учитывалась анизотропия испускания нейтронов в системе центра масс осколка. Показано, что эти экспериментальные данные удается хорошо описать, если кроме основной массы нейтронов, испаряемых полностью ускорившимися осколками деления, в общее число мгновенных нейтронов деления при расчете включить 6–10% нейтронов, испускаемых в лабораторной системе изотропно. Определено также энергетическое распределение этой компоненты. Такие добавочные нейтроны могут быть интерпретированы как нейтроны, испускаемые в момент разрыва ядра, так называемые разрывные нейтроны (scission neutrons).

DOI: 10.31857/S0044002721060076

### 1. ВВЕДЕНИЕ

К настоящему времени выполнено множество теоретических и экспериментальных работ по исследованию механизма эмиссии мгновенных нейтронов деления (МНД), в которых изучаются их энергетические спектры, множественности, угловые распределения и различные корреляции между характеристиками нейтронов и осколков деления (ОД). Несмотря на значительный прогресс, достигнутый в описании свойств МНД, все еще существуют некоторые расхождения между экспериментальными данными и результатами теоретических расчетов. Наблюдаемые различия связаны как с несовершенством теоретических моделей, используемых для описания свойств МНД, так и с точностью существующих в настоящий момент экспериментальных данных.

Известно, что результаты экспериментов, касающихся эмиссии МНД, могут быть довольно хорошо описаны в предположении испарения большей части нейтронов осколками, полностью ускорившимися в результате кулоновского взаимодействия

[1–3], т.е. спустя  $10^{-20}$  с после деления ядра. Однако до сих пор остается недостаточно изученным вопрос о существовании нейтронов, испускаемых вблизи момента разрыва ядра, так называемых разрывных (scission) нейтронов деления (РНД). Естественно предположить эмиссию таких нейтронов наряду с легкими заряженными частицами тройного деления ядер.

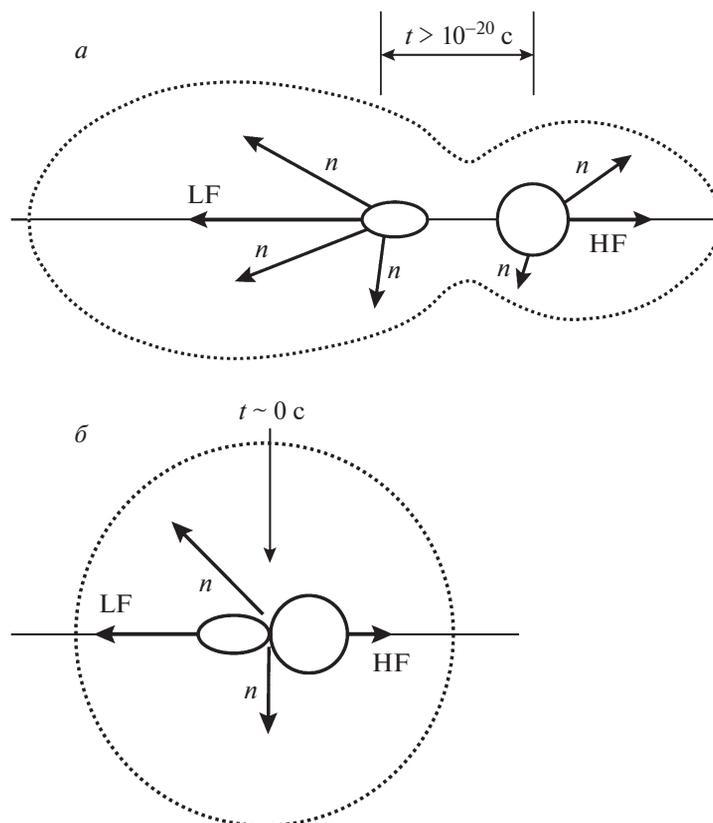
Для доказательства существования и определения свойств РНД может быть использован факт ожидаемого отличия их угловых и энергетических распределений от аналогичных распределений для нейтронов, испаренных полностью ускорившимися ОД. С этой целью распределения МНД измеряются экспериментально, а затем сравниваются с модельными расчетами, выполненными при различных предположениях о доле и характеристиках РНД. Для поиска вклада и определения свойств РНД можно исследовать угловые и энергетические корреляции типа нейтрон-осколок ( $nf$ ) [1–3].

В системе центра масс (ЦМ) каждого из осколков угловое распределение испаряющихся из них нейтронов близко к изотропному. Однако в лабораторной системе координат из-за большой скорости, набранной осколками за счет кулоновского взаимодействия, нейтроны движутся уже преимущественно вдоль оси деления (рис. 1а), хотя

<sup>1)</sup>Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт” — ПИЯФ, Гатчина, Россия.

<sup>2)</sup>АО “Радиевый институт им. В. Г. Хлопина”, Санкт-Петербург, Россия.

\*E-mail: guseva\_is@npni.nrcki.ru



**Рис. 1.** Схематическое изображение эмиссии нейтронов деления: *а* — эмиссия нейтронов, испаряющихся из полностью ускорившихся осколков (LF — легкий осколок, HF — тяжелый осколок,  $n$  — нейтроны); *б* — эмиссия нейтронов в момент деления ядра (“разрывные нейтроны”).

существует меньшая, но вполне определенная вероятность зарегистрировать их и в любом другом направлении.

Иным окажется угловое распределение нейтронов, если они испускаются вблизи момента разрыва ядра (РНД). В этом случае можно ожидать, что в лабораторной системе координат оно будет изотропным, поскольку в отличие от легких заряженных частиц тройного деления [4] нейтроны не будут фокусироваться кулоновским полем осколков в перпендикулярном по отношению к оси деления направлении (рис. 1б).

Для поиска вклада РНД можно использовать также и угловое распределение скорости счета  $nn$ -совпадений [5–9]. Как и в случае угловой  $nf$ -корреляции, зависимость этого распределения от угла  $\theta_{nn}$  между нейтронами, испущенными полностью ускорившимися ОД, имеет максимумы при  $\theta_{nn} = 0^\circ$ ,  $\theta_{nn} = 180^\circ$  и минимум при  $\theta_{nn} = 90^\circ$ . Такая форма угловой зависимости объясняется тем, что пара нейтронов, вылетевших из одного ОД, будет двигаться преимущественно в том же направлении, что и соответствующий осколок, а нейтроны, испаренные в одном акте деления парными осколками, будут разлетаться в противоположных направлениях.

Скорость счета  $nn$ -совпадений между РНД, угловое распределение которых изотропно в лабораторной системе, а также между парами нейтронов, состоящими из РНД и нейтрона, вылетевшего из полностью ускорившегося осколка, не зависит от угла  $\theta_{nn}$ . Таким образом, присутствие РНД проявляет себя как относительное уменьшение минимума в угловом распределении при  $\theta_{nn} = 90^\circ$  по сравнению с расчетом, сделанным без их учета. Следует отметить, что такие экспериментальные факторы, как перерассеяние нейтронов на элементах установки, угловое разрешение детекторов, приводят к аналогичному эффекту, и поэтому требуется их корректный учет.

Оценки вклада РНД в общее число МНД, полученные в результате анализа экспериментальных данных угловым по  $nf$ - и  $nn$ -корреляциям в спонтанном делении  $^{252}\text{Cf}$ , колеблются от 1 до 10%. К сожалению, в некоторых старых работах приводятся только окончательные выводы без предоставления необходимых входных параметров, используемых при расчете [6], или без корректного анализа влияния на результаты условий эксперимента [2], о чем написано в [10].

Что касается теоретических предсказаний о ве-

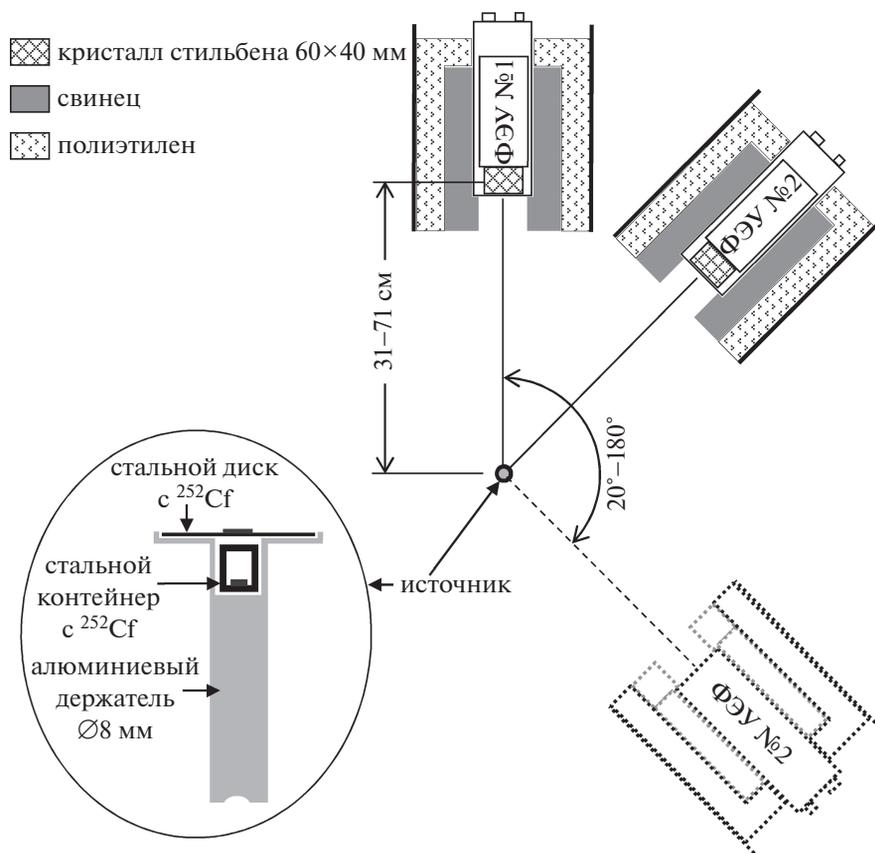


Рис. 2. Схема экспериментальной установки для измерения угловой зависимости  $nn$ -совпадений при спонтанном делении  $^{252}\text{Cf}$  двумя детекторами. Источник  $^{252}\text{Cf}$  состоит из двух частей — на подложке и в контейнере.

личине выхода РНД, то следует отметить работу [11], в которой на основе интерполяционной формулы, полученной в рамках статистического подхода для тройного деления ядер, оценены выходы РНД для целого ряда делящихся ядер от  $^{233}\text{U}(n, f)$  до  $^{252}\text{Cf}(s.f.)$ . В частности, для  $^{252}\text{Cf}(s.f.)$  эта величина составляет примерно 5% от общего числа МНД.

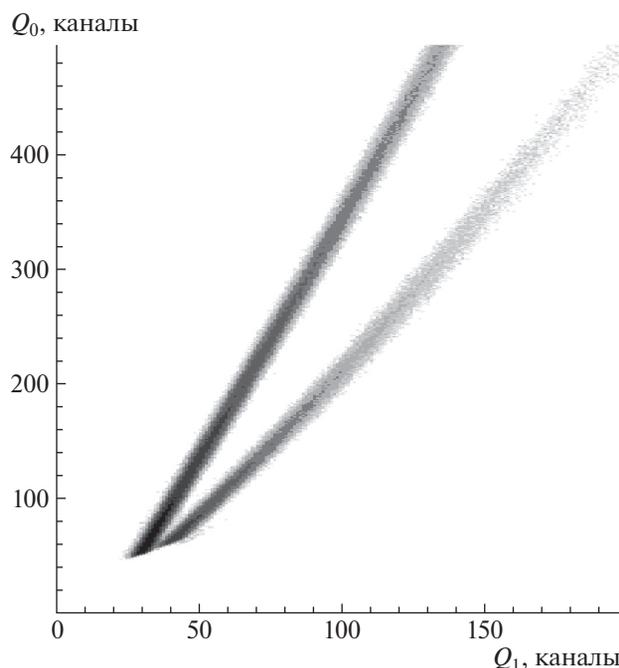
Таким образом, несмотря на довольно существенное расхождение в количественной оценке, большинство исследователей, экспериментально и теоретически, пришли к заключению о необходимости лишь небольшого вклада РНД в общую величину МНД для описания их угловых и энергетических корреляций. Однако авторы работы [12] полагают, что основная часть МНД испускается именно на ранней стадии делительного процесса, т.е. непосредственно в процессе разрыва ядра и на начальной стадии ускорения осколков. Следует заметить, что данная гипотеза рассматривалась лишь теоретически и, к сожалению, до сих пор не была доведена до реального описания конкретных экспериментальных данных.

В настоящей статье приведены результаты новых исследований угловой  $nn$ -корреляции в спон-

танном делении  $^{252}\text{Cf}$ , выполненных с целью изучения механизма эмиссии МНД. По сравнению с предыдущими работами, в том числе и с нашей работой [5], в ней существенно улучшена статистическая точность измерений, проанализированы и учтены экспериментальные систематические эффекты, которые могут вызывать искажение угловой зависимости скорости счета  $nn$ -совпадений. В настоящей работе были также уточнены входные параметры теоретической модели, используемой для описания испарения нейтронов из полностью ускоренных ОД, в частности явно учтена анизотропия испускания нейтронов в системе центра масс ОД. Модификация модели позволяет корректно рассчитать угловое распределение скорости счета  $nn$ -совпадений и определить отличие этих результатов от экспериментальных данных. В итоге удастся надежно оценить долю и энергетические характеристики добавочной части МНД, эмиссия которых в лабораторной системе изотропна. Эта часть МНД может быть отнесена к РНД.

## 2. СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА

На рис. 2 представлена схема экспериментальной установки для измерения угловых распределений скорости счета  $nn$ -совпадений в спонтанном



**Рис. 3.** Пример двумерного распределения параметров сигналов с детекторов:  $Q_0$  (полный интеграл)  $\times$   $Q_1$  (медленная составляющая). Сигналы, характеризующиеся большей величиной  $Q_1$  при одинаковом значении  $Q_0$ , соответствуют зарегистрированным нейтронам.

деления  $^{252}\text{Cf}$ . Эта же установка использовалась нами ранее в работе [5]. Источник  $^{252}\text{Cf}$  и детекторы располагались на алюминиевом столе толщиной 8 мм. Источник с полной интенсивностью около  $4 \times 10^5$  делений/с состоял из двух частей (для увеличения интенсивности). Открытая его часть с размером активного пятна примерно 5 мм была нанесена на подложку из нержавеющей стали толщиной 0.3 мм, другая часть источника находилась в контейнере из нержавеющей стали с толщиной стенки  $\sim 1$  мм.

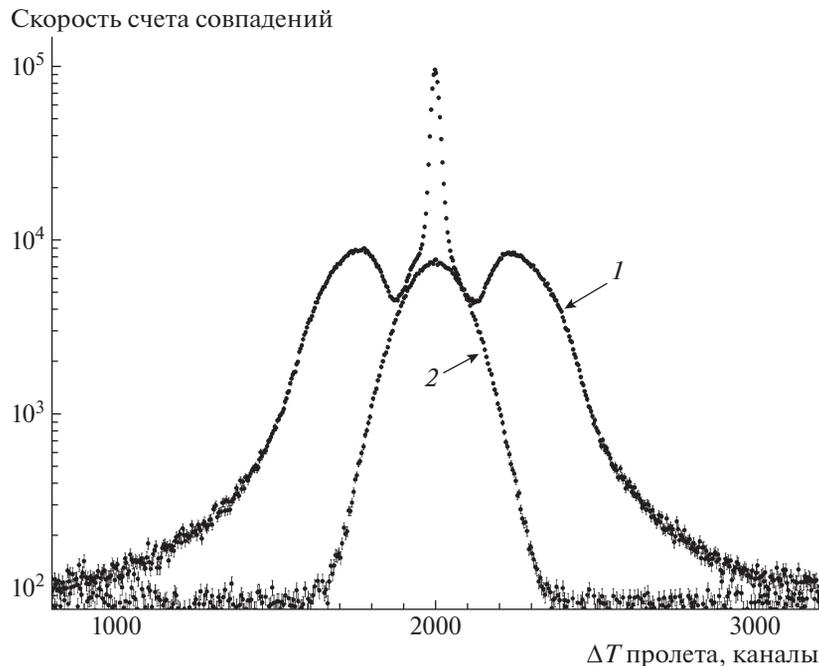
Нейтроны и  $\gamma$ -кванты деления регистрировались двумя идентичными детекторами, расположенными на равных расстояниях от источника. Каждый детектор представлял собой сборку из кристалла стибьена (диаметром 60 мм и толщиной 40 мм), соединенного с фотоумножителем (ФЭУ) Hamamatsu R1307. Для уменьшения влияния внешнего фона, а также эффекта рассеяния нейтронов деления от детектора к детектору, приводящему к регистрации ложных  $nn$ -совпадений (crosstalk-эффект), они были окружены комбинированной защитой из полиэтилена и свинца. Диаметр входного окна в защите был  $\sim 70$  мм. Для подавления влияния изменения внешних магнитных полей на усиление ФЭУ при перемещении детекторов использовались магнитные экраны из пермаллоя. Угол между детекторами относительно источника и расстояние от детекторов до источника (пролетную базу) можно было варьировать.

Основные измерения на нашей установке проводились при расстоянии детектор–мишень 31 см. Поскольку из-за геометрических размеров защиты детекторов минимальный угол между детекторами при этой короткой базе составлял  $53^\circ$ , была также выполнена серия измерений с длинной пролетной базой 71 см, для которой можно было установить минимальный угол  $20^\circ$ .

Экспериментальное угловое распределение скорости счета  $nn$ -совпадений для пролетной базы 71 см было поправлено на очевидный коэффициент снижения геометрической эффективности регистрации нейтронов. В результате были получены угловые зависимости скорости счета  $nn$ -совпадений для двух детекторов при изменении угла между ними от  $53^\circ$  до  $180^\circ$  (для короткой пролетной базы) и от  $20^\circ$  до  $120^\circ$  (для длинной пролетной базы) с шагом  $\sim 10^\circ$ .

Временное окно, в пределах которого регистрировались совпадения сигналов от двух детекторов, составляло 300 нс. Относительное время между сигналами определялось с помощью преобразователя времени в амплитуду сигнала и далее амплитуды в цифровой код.

Анализ формы импульсов тока от фотоумножителей позволил идентифицировать сигналы нейтронов и  $\gamma$ -квантов в каждом детекторе. Для этого использовался метод одновременного измерения полного заряда (полный интеграл) в импульсе тока ФЭУ и части этого заряда в хвосте каждого



**Рис. 4.** Распределение времени между сигналами с детекторов: 1 — для всех событий без разделения на нейтроны и  $\gamma$ -кванты; 2 — когда оба детектора зарегистрировали нейтроны.

импульса (так называемая медленная составляющая). Сигналы с каждого из детекторов подавались на два преобразователя заряда в цифровой код, один из которых полностью интегрировал импульс тока ФЭУ, а другой интегрировал тот же импульс, но без начальных 30 нс. Пример двумерного распределения этих величин показан на рис. 3, где видно, что нейтроны и  $\gamma$ -кванты надежно разделены вплоть до их нижнего порога регистрации.

В итоге для каждого события совпадения записывались пять параметров: разница времен регистрации нейтронов или  $\gamma$ -квантов соответствующими детекторами, полный заряд в импульсе тока и заряд в хвосте импульса тока для каждого из двух детекторов.

На рис. 4 показано полное распределение разницы времен регистрации сигналов от детекторов, состоящее из трех компонент:  $nn$ -,  $\gamma\gamma$ - и  $\gamma n$ -совпадений (1). Симметричный вид времяпролетного спектра слева и справа обусловлен установленной линией задержки. Сигнал от второго детектора (см. рис. 2) задерживался таким образом, чтобы он всегда приходил позже сигнала от первого детектора, который служил стартовым. Для анализа и сравнения с модельными расчетами использовались отсортированные по форме импульса события  $nn$ -совпадений, временное распределение которых (2) также показано на рис. 4. Такие временные распределения были получены для семи электронных порогов, установленных по полному заряду в импульсах тока.

Энергетическая калибровка детекторов проводилась с помощью калибровочных источников  $\gamma$ -излучения  $^{22}\text{Na}$  и  $^{207}\text{Bi}$ . Пороговое значение энергии регистрации нейтронов для каждого из семи электронных порогов, установленных при выбранной пролетной базе по полному заряду в импульсах тока, было определено путем подгонки рассчитанного по модели времяпролетного спектра нейтронов к экспериментальному  $\gamma n$ -спектру.

### 3. УЧЕТ СИСТЕМАТИЧЕСКИХ ОШИБОК ИЗМЕРЕНИЙ

Очевидно, что для получения истинных параметров, характеризующих нейтроны деления, было чрезвычайно важно получить экспериментальные угловые распределения, свободные от систематических ошибок. Поэтому особое внимание в настоящей работе было уделено изучению эффектов, которые могут исказить экспериментальные распределения. Одним из таких эффектов является рассеяние нейтронов в источнике деления и на материалах окружающей конструкции. Рассеяние приводит к сглаживанию исследуемого углового распределения  $nn$ -совпадений, что может быть ошибочно интерпретировано как увеличение вклада разрывных нейтронов. Величина этого ложного эффекта оценивалась нами в специальных экспериментах путем введения дополнительных материалов в окружение источника нейтронов и детекторов.

Кроме того, с помощью программного пакета Geant4 [13] было проведено моделирование установки с учетом реальной геометрии всех ее конструкций, а также состава окружающих материалов. В результате были получены эффективности регистрации нейтронов деления детектором в зависимости от угла и энергии нейтронов с учетом их перераспределения. Затем эти эффективности использовались при Монте-Карло-моделировании угловых  $nn$ -распределений, предназначенных для сопоставления расчета с экспериментом. Подробнее об этом будет рассказано в следующем разделе.

Второй эффект, который, безусловно, влияет на исследуемое угловое распределение, — это так называемый crosstalk-эффект между нейтронными детекторами. Он заключается в том, что один и тот же нейтрон после регистрации и рассеяния на одном детекторе может быть зарегистрирован вторым детектором. Естественно, что чем ближе детекторы друг к другу, тем чаще могут наблюдаться такие ложные совпадения нейтронов.

Для оценки crosstalk-эффекта были проведены специальные эксперименты, результаты которых были проверены и подтверждены моделированием на основе программного пакета Geant4. Первоначально с помощью PuBe-источника нейтронов, который испускает только одиночные нейтроны, было установлено наличие  $nn$ -совпадений в двух детекторах при малых углах между ними. Для пролетной базы 71 см вероятность регистрации таких crosstalk-совпадений по отношению к счету истинных  $nn$ -совпадений в спонтанном делении  $^{252}\text{Cf}$  оказалась достаточно заметной. Однако из-за существенно большей средней энергии нейтронов от PuBe-источника в сравнении с нейтронами из  $^{252}\text{Cf}$  эти измерения не позволили достоверно определить поправку на crosstalk-эффект.

Для точного определения этой поправки были проведены измерения, в которых нейтроны, испускаемые мишенью  $^{252}\text{Cf}$ , могли напрямую воздействовать только на один из детекторов. Для этого вход во второй детектор был закрыт тенью конусом из борсодержащего полиэтилена толщиной  $\sim 50$  см. В данном случае одновременная регистрация нейтронов из одного акта деления в обоих детекторах могла происходить только в результате crosstalk-эффекта между ними. Этот способ был применен для определения величины crosstalk-эффекта в зависимости от угла между детекторами при измерениях с длиной пролетной базой 71 см.

В табл. 1 представлены результаты экспериментальной оценки доли crosstalk-эффекта по отношению к общей скорости счета  $nn$ -совпадений для длинной базы. Экспериментально были получены значения этой величины для углов  $22^\circ$ ,  $30^\circ$  и  $50^\circ$ .

**Таблица 1.** Доля crosstalk-эффекта в общей скорости счета  $nn$ -совпадений при измерениях на длинной пролетной базе 71 см

Угол между детекторами, $^\circ$	Доля crosstalk-эффекта, %
22	$(11 \pm 1)$
30	$(6 \pm 1)$
50	$(1 \pm 1)$

При углах больше  $60^\circ$  crosstalk-эффект оказался пренебрежимо мал. Полученная таким способом величина crosstalk-эффекта хорошо согласуется с модельным расчетом, выполненным с помощью программного пакета Geant4.

В эксперименте с короткой пролетной базой 31 см максимально сдвинутые друг к другу детекторы находились под углом  $53^\circ$ . Относительная доля crosstalk-помех к общему счету  $nn$ -совпадений для этой позиции детекторов оценивается нами менее 2%. К такому выводу можно прийти, если учесть, что количество истинных  $nn$ -совпадений пропорционально  $1/R^4$ , а “crosstalk”-составляющая падает как  $1/R^2$ , где  $R$  — расстояние от источника нейтронов до детектора.

Поправки на crosstalk-эффект учитывались нами при сравнении Монте-Карло-расчета угловых  $nn$ -распределений с экспериментальными данными. Неопределенность в оценке этих поправок приводит к относительной систематической ошибке моделируемого углового распределения, которая, однако, не превышает 1% и меньше статистической точности определения экспериментальных результатов.

В работе также учитывалась поправка, связанная с распадом источника  $^{252}\text{Cf}$  в ходе длительных измерений, и контролировалась стабильность временной и энергетической калибровок.

#### 4. МОДЕЛЬНЫЕ РАСЧЕТЫ

Экспериментально измеренные угловые зависимости скорости счета  $nn$ -совпадений сравнивались с теоретическими распределениями, полученными методом Монте-Карло. В задачу входило моделирование эмиссии нейтронов в каждом отдельном акте деления с последующей их регистрацией в кристаллах стильбена. При моделировании учитывалось рассеяние нейтронов в источнике и на окружающих его материалах. Crosstalk-эффекты между двумя детекторами оценивались экспериментально отдельно для каждого энергетического порога регистрации нейтронов и добавлялись к расчетным кривым.

Большинство параметров расчета было выбрано на основе существующих в литературе данных. При моделировании эмиссии нейтронов деления необходимо было правильно воспроизвести экспериментальные угловые распределения нейтронов, а также их энергетические спектры, определенные в системах центра масс легкого или тяжелого фрагментов, сохранив при этом и другие известные характеристики распределения нейтронов (полную и парциальные множественности МНД, их дисперсии и ковариацию).

Для построения угловых  $nn$ -распределений было сгенерировано  $10^8$  событий деления. В лабораторной системе координат между направлениями движения любых двух нейтронов из одного смоделированного акта деления определялся угол  $\theta_{nn}$ . Полученные значения  $\theta_{nn}$  из всех актов деления были использованы для построения гистограммы распределения угла  $\theta_{nn}$ , которая сравнивалась с экспериментальным распределением.

Примененная модель нейтронной эмиссии базировалась на предположении об эмиссии основной массы МНД полностью ускорившимися осколками. Средняя множественность нейтронов, испаренных легким осколком, составляла  $\bar{\nu}_L$ , а тяжелым —  $\bar{\nu}_H$ . Кроме того допускалось, что небольшая часть нейтронов  $\bar{\nu}_{sci}$  (РНД или “scission” нейтроны) испускается изотропно в момент разрыва ядра. Относительная доля РНД  $r = \bar{\nu}_{sci}/\bar{\nu}_{tot}$  использовалась в качестве подгоночного параметра (здесь  $\bar{\nu}_{tot} = \bar{\nu}_L + \bar{\nu}_H + \bar{\nu}_{sci}$ ). Ожидалось, что различие угловых и энергетических характеристик для двух групп нейтронов, появившихся на разных стадиях процесса деления, позволит определить наилучшее отношение  $r$  путем подгонки расчетной угловой зависимости скорости счета  $nn$ -совпадений к соответствующей экспериментальной кривой.

Как уже отмечалось, особое внимание уделялось тому, чтобы все параметры МНД, используемые в наших расчетах, совпадали с параметрами, известными из ряда других экспериментов. Такими параметрами были, в частности, усредненная полная множественность МНД  $\bar{\nu}_{tot}$ , а также средние парциальные множественности  $\bar{\nu}_L$  и  $\bar{\nu}_H$ , соответствующие легкой и тяжелой группам ОД, их дисперсии и ковариация [14], нейтронные спектры в системах центра масс для каждой группы фрагментов [15].

В расчете использовалась так называемая модель двух осколков. Это означает, что каждый ОД, принадлежащий к легкой или тяжелой группе, получает вследствие кулоновского отталкивания одну и ту же скорость или, что то же самое, одну и ту же кинетическую энергию  $E_{vL}$  или  $E_{vH}$ , приходящуюся на один нуклон. Для спонтанного

деления  $^{252}\text{Cf}$  скорости двух групп осколков (легких и тяжелых) были выбраны в соответствии с кинетическими энергиями на нуклон  $E_{vL} = 951$  кэВ и  $E_{vH} = 542$  кэВ [16]. Они определялись с учетом весового соотношения количества испарившихся нейтронов в зависимости от массы осколка [17].

Фактическое количество нейтронов  $\nu_L$  и  $\nu_H$ , испаряемых каждым осколком в конкретном генерируемом случае деления, задавалось случайным образом. Для получения набора таких чисел была использована стандартная компьютерная процедура NORMCO (V102 из библиотеки ЦЕРН [18]), в которой применяется метод преобразования двух случайных величин с равномерным распределением в пару случайных чисел из двумерного нормального распределения с заданной ковариационной матрицей [19]. Однако распределения нейтронной множественности отличаются по своей форме от нормального. Они обрезаны из-за того, что количество испущенных нейтронов не может быть отрицательным и оно дискретно. Поэтому параметры процедуры NORMCO специально подбирались так, чтобы парциальные множественности нейтронов для легкой и тяжелой групп осколков, их дисперсии и ковариация соответствовали известным экспериментальным значениям с учетом этих условий.

Предполагалось, что энергетические спектры нейтронов в системах ЦМ осколков имеют максвелловское распределение (выражение (1)) с фиксированными температурами для легкой  $T_L$  и тяжелой  $T_H$  групп ОД соответственно

$$\Phi_{L,H}(E) \sim \left(\sqrt{E}/T_{L,H}^{3/2}\right) \exp(-E/T_{L,H}). \quad (1)$$

Выбор данного типа спектра обусловлен каскадным испарением нейтронов, т.е. когда каждый фрагмент в одном акте деления испускает более одного нейтрона [20]. Температурные параметры были получены из работы [16], в которой исследовались угловые и энергетические  $nf$ -корреляции.

Было учтено, что угловые распределения нейтронов в движущихся вдоль оси деления системах координат, начала отсчета которых совпадают с ЦМ легкого и тяжелого осколков, отличаются от изотропных. Это связано с наличием у первичных фрагментов деления больших угловых моментов, которые возникают при асимметричном относительно оси разрыва ядра [21]. Предполагалось, что начальные угловые моменты осколков коррелированы с направлением их движения, а именно, выстроены в плоскости, перпендикулярной оси деления и, следовательно, их проекции на эту ось равны нулю [22]. При усреднении по всем возможным направлениям первичного спина осколков возникает анизотропия испускания нейтронов относительно оси деления в системе ЦМ каждого

осколка. В этом случае их угловое распределение хорошо аппроксимируется выражением [23, 24]:

$$W_{CM}(\theta_{nf}, E) \sim 1 + A_{nf}(E) \cos^2(\theta_{nf}), \quad (2)$$

где  $\theta_{nf}$  — угол между осью деления и направлением движения нейтрона,  $E$  — энергия нейтрона в системе ЦМ осколка, а  $A_{nf}(E)$  — параметр, задающий величину анизотропии.

Угловая анизотропия эмиссии нейтронов относительно оси деления в системе ЦМ каждого осколка по сути своей является интегральной величиной и определяется суммой тех, что характеризуют отдельные акты деления. Использование данного параметра  $A_{nf}(E)$ , учитывающего анизотропное испарение нейтронов, позволяет лучше описать результаты эксперимента [3], где рассматривается  $nf$ -корреляция между нейтроном, относящимся к любому акту деления, и направлением движения осколка.

Иначе обстоит дело, если нас интересует угловая корреляция для нейтронных пар из одного акта деления. В экспериментах, изучающих угловую  $nn$ -корреляцию, ось деления экспериментально не регистрируется. При этом мы не должны примешать к нейтронам из одного акта деления события из другого делительного акта ни в эксперименте, ни в процессе Монте-Карло-моделирования. Поэтому и интегральная анизотропия здесь не годится. Но все же и изотропную эмиссию нейтронов считать нельзя. Эти события из одного акта деления связаны общим спином конкретного осколка.

Из-за необходимости следить при изучении  $nn$ -совпадений [5–9] за парной корреляцией нейтронов, относящихся в одному акту деления, среди всех направлений, лежащих в плоскости перпендикулярной оси деления, в качестве реперной оси  $Z'$  было выбрано то направление в пространстве, на которое проекция спина фрагмента сразу после разрыва ядра  $J_{Z'}$  имеет максимальное значение. Форма углового распределения нейтронов  $W_{CM}(\theta_{nJ}, E)$  в системе ЦМ осколка относительно оси  $Z'$  определялась исходя из условия поляризации начального спина осколка вдоль этого направления. Здесь  $\theta_{nJ}$  — угол между осью  $Z'$  и направлением вылета нейтрона,  $E$  — энергия нейтрона в системе ЦМ осколка. Методика расчетов угловых распределений испаренных осколками нейтронов, подобная [23, 24], но ориентированная на  $nn$ - и  $nnf$ -корреляции [25], описана в работе [26]. Следует отметить, что эмиссия нейтронов в данном случае происходит преимущественно в плоскости перпендикулярной  $Z'$ , а угловое распределение нейтронов  $W_{CM}(\theta_{nJ}, E)$  в системе ЦМ осколка хорошо аппроксимируется выражением:

$$W_{CM}(\theta_{nJ}, E) \sim 1 + A_{nJ}(E) \sin^2(\theta_{nJ}). \quad (3)$$

Здесь  $A_{nJ}(E)$  — параметр анизотропии, зависящий от энергии нейтрона в системе ЦМ осколка и его спина, который оказывается вдвое больше, чем  $A_{nf}(E)$ . Соотношение (3) было использовано нами в Монте-Карло расчетах при формировании параметров эмиссии основной массы нейтронов, т.е. тех, которые испускаются осколками деления. В результате энергия конкретного нейтрона, испарившегося из полностью ускорившегося фрагмента, и угол его вылета в системе ЦМ осколка выбирались случайным образом в соответствии с распределением:

$$N_{L,H}(\theta_{nJ}, E) \sim W_{CM}(\theta_{nJ}, E) \times \left( \sqrt{E}/T_{L,H}^{3/2} \right) \exp(-E/T_{L,H}), \quad (4)$$

где, кроме спектра Максвелла (1), для испарившихся нейтронов была учтена анизотропия их эмиссии.

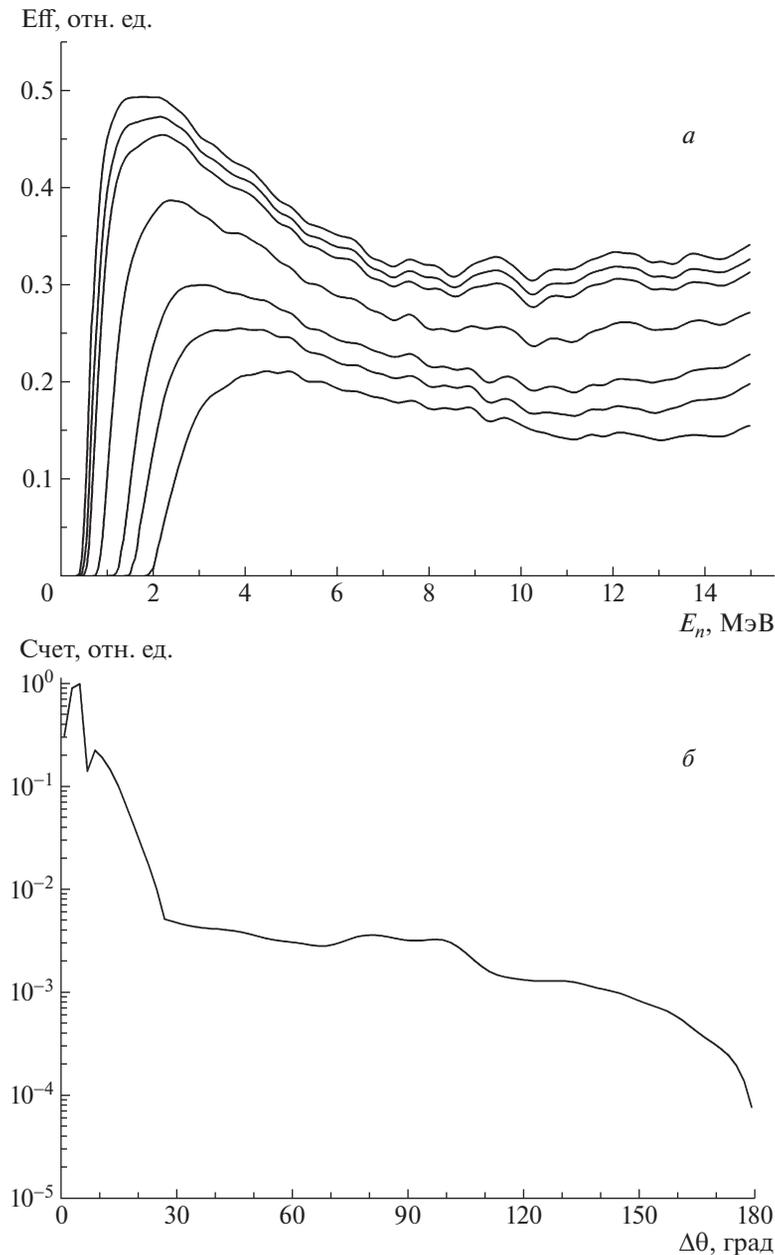
Поскольку предполагалось, что доля разрывных нейтронов деления  $r$  не будет велика и, следовательно, в данном случае эмиссия нейтронов не может иметь каскадного характера, их энергетическое распределение описывалось спектром Вайскопфа:

$$N_{sci}(E) \sim (E/T_{sci}^2) \exp(-E/T_{sci}), \quad (5)$$

температура которого  $T_{sci}$  являлась вторым подгоночным параметром нашего расчета в дополнение к относительной доле разрывных нейтронов  $r$ . Мы считали, что нейтроны, испущенные непосредственно в момент разрыва ядра, распределены в лабораторной системе координат изотропно, поскольку на них не действует ни кулоновское поле осколков, ни их скорость.

В этом эксперименте измерялась только скорость счета  $nn$ -совпадений в зависимости от угла между детекторами. В данном случае ни направление движения осколков деления, ни энергии испущенных при делении ядра нейтронов не фиксировались. В результате число  $nn$ -совпадений для определенного угла между нейтронами получается усредненным по всем ориентациям оси деления и по всем энергиям нейтронов выше энергетического порога их регистрации. Эти условия необходимо было учитывать в модельных расчетах.

Как было сказано во втором разделе данной статьи, экспериментальные угловые распределения скорости счета  $nn$ -совпадений были получены для семи электронных порогов, установленных по результатам измерения полного заряда в импульсах тока. При этом соответствующие им пороговые значения энергии регистрации нейтронов составили 490, 530, 600, 870, 1300, 1580 и 2080 кэВ. Необходимо было описать весь этот набор экспериментальных данных единым образом и с одинаковыми значениями свободных параметров  $r$  и



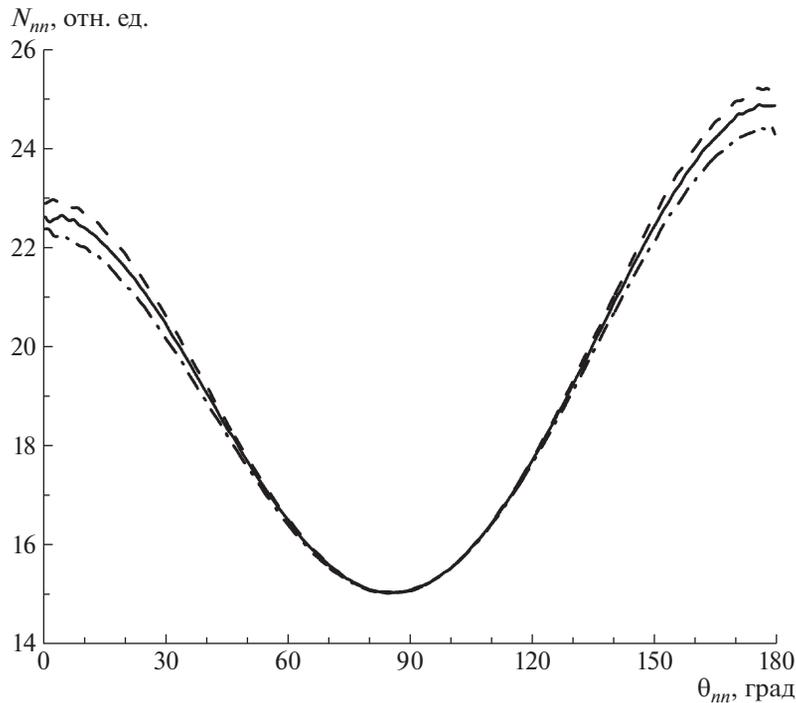
**Рис. 5.** Результаты Монте-Карло-моделирования с помощью программного пакета Geant4: *a* — эффективность детекторов, соответствующая различным энергетическим порогам регистрации нейтронов (сверху вниз: 490, 530, 600, 870, 1300, 1580, 2080 кэВ); *б* — функция углового отклика детекторов.

$T_{sci}$ . Все остальные используемые для модельного расчета параметры должны были удовлетворять известным значениям (соответствующие множественности нейтронов вместе с их дисперсиями, температурные параметры, адекватно описывающие спектры нейтронов в системах ЦМ осколков).

При Монте-Карло-моделировании угловых  $nn$ -корреляций использовались функции эффективности и углового отклика детекторов, которые были получены предварительно для каждого из семи порогов регистрации путем вычислений с помощью программного пакета Geant4 (см. рис. 5). В расчете

с помощью Geant4 была учтена детальная геометрия экспериментальной установки (конструкция детекторов, источника и окружающих материалов).

Для определения параметров модели оказалось важным то, что полученные семь наборов данных, соответствующие различным энергетическим порогам нейтронов, имеют неодинаковую чувствительность к величине каждого из параметров ( $r$  и  $T_{sci}$ ). Учитывая это, можно было оптимизировать поиск наиболее подходящих параметров для адекватного описания экспериментальных значений угловых  $nn$ -корреляций и искать их по отдель-



**Рис. 6.** Результаты Монте-Карло-моделирования угловой  $nn$ -корреляции в зависимости от параметра анизотропии вылета нейтронов. Кривые: сплошная — расчет с анизотропией согласно [26]; штриховая — расчет с анизотропией в 2 раза больше расчетной, штрихпунктирная — результат Монте-Карло-моделирования при изотропном испускании нейтронов.

ности. Данные, соответствующие самому низкому энергетическому порогу, являются наиболее чувствительными к величине  $r$  относительного вклада РНД в общее количество МНД. Это можно объяснить тем, что при наиболее низком энергетическом пороге к расчету привлекается практически весь спектр разрывных нейтронов независимо от значения его температурного параметра  $T_{sci}$ .

Различие в спектральном составе РНД и нейтронов, испарившихся из полностью ускоренных осколков, наиболее ярко проявляется в “хвостах” распределений, что становится заметнее при повышении энергетического порога регистрации нейтронов. Поэтому можно зафиксировать параметр  $r$ , т.е. долю РНД, полученную при моделировании результатов эксперимента на нижнем пороге, и уточнить вид распределения дополнительной компоненты по энергиям, т.е. определить температурный параметр  $T_{sci}$  соответствующего спектра Вайскопфа, при самом высоком пороге регистрации нейтронов.

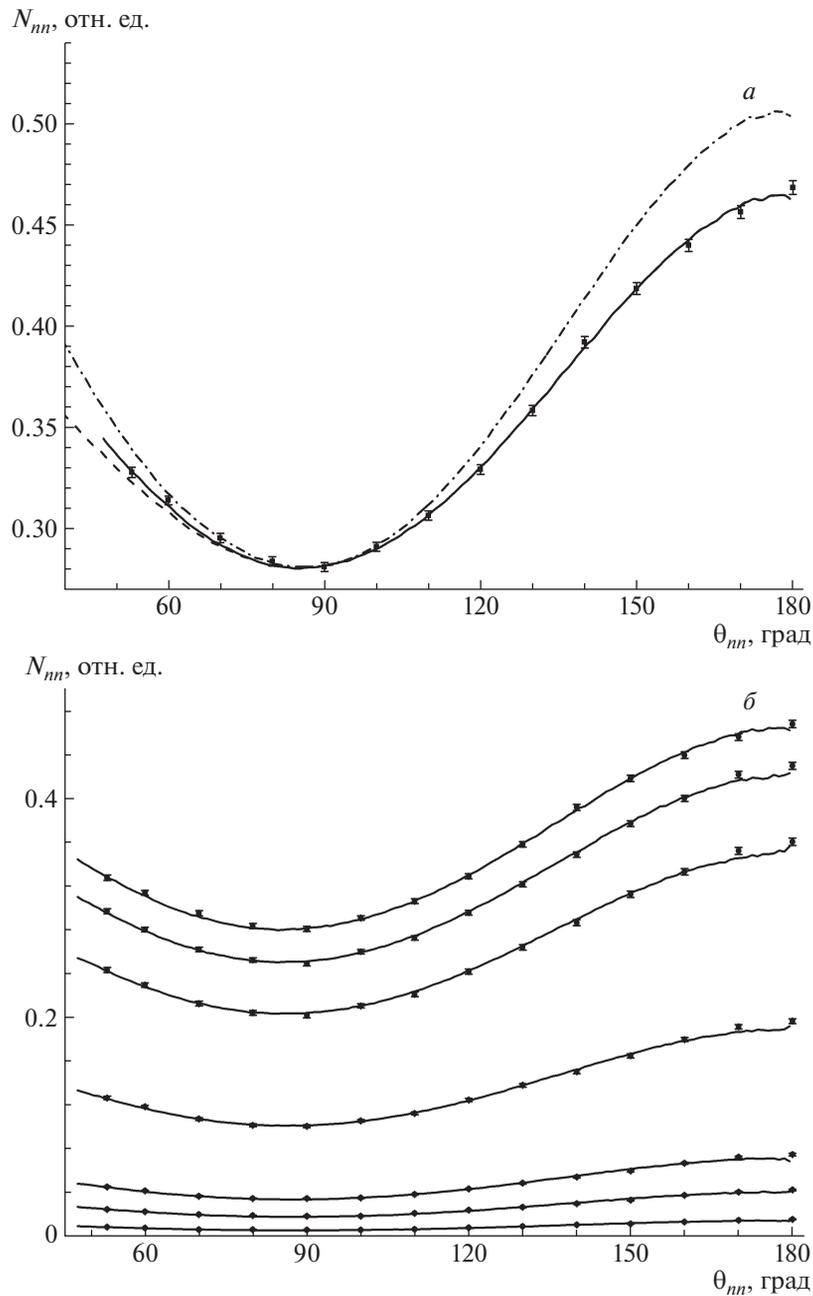
## 5. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА И СРАВНЕНИЕ ИХ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Путем сравнения экспериментальных значений для углового  $nn$ -распределения с результатами Монте-Карло-моделирования эмиссии нейтронов

из полностью ускорившихся осколков с добавлением небольшого количества разрывных нейтронов необходимо было определить параметры последней компоненты, т.е.  $r$  и  $T_{sci}$ .

Как было отмечено выше, в расчете использовалась анизотропная эмиссия нейтронов в системе ЦМ каждого из осколков. Хотя давно известно, что большие спины фрагментов деления должны приводить к такой анизотропии [23, 24], однако первая и единственная на сегодняшний день попытка ее измерить была реализована лишь в экспериментах коллаборации CORA [25]. Результаты этого корреляционного  $nnf$ -эксперимента подтвердили вполне разумную оценку величины анизотропии, выполненную в работе [26], но не позволили получить более точную, чем в расчетах, информацию об угловой анизотропии нейтронной эмиссии в системе ЦМ осколка, связанную с его спином. Именно по этой причине мы использовали в качестве параметров анизотропии расчетные величины, полученные в соответствии с [26], ориентируясь на известные средние значения начальных спинов осколков ( $\langle J_L \rangle = 8\hbar$  для легкого осколка и  $\langle J_L \rangle = 7\hbar$  для тяжелого). Напомним, что в этих расчетах была также учтена взаимосвязь анизотропии вылета нейтронов с их кинетической энергией, полученной при эмиссии.

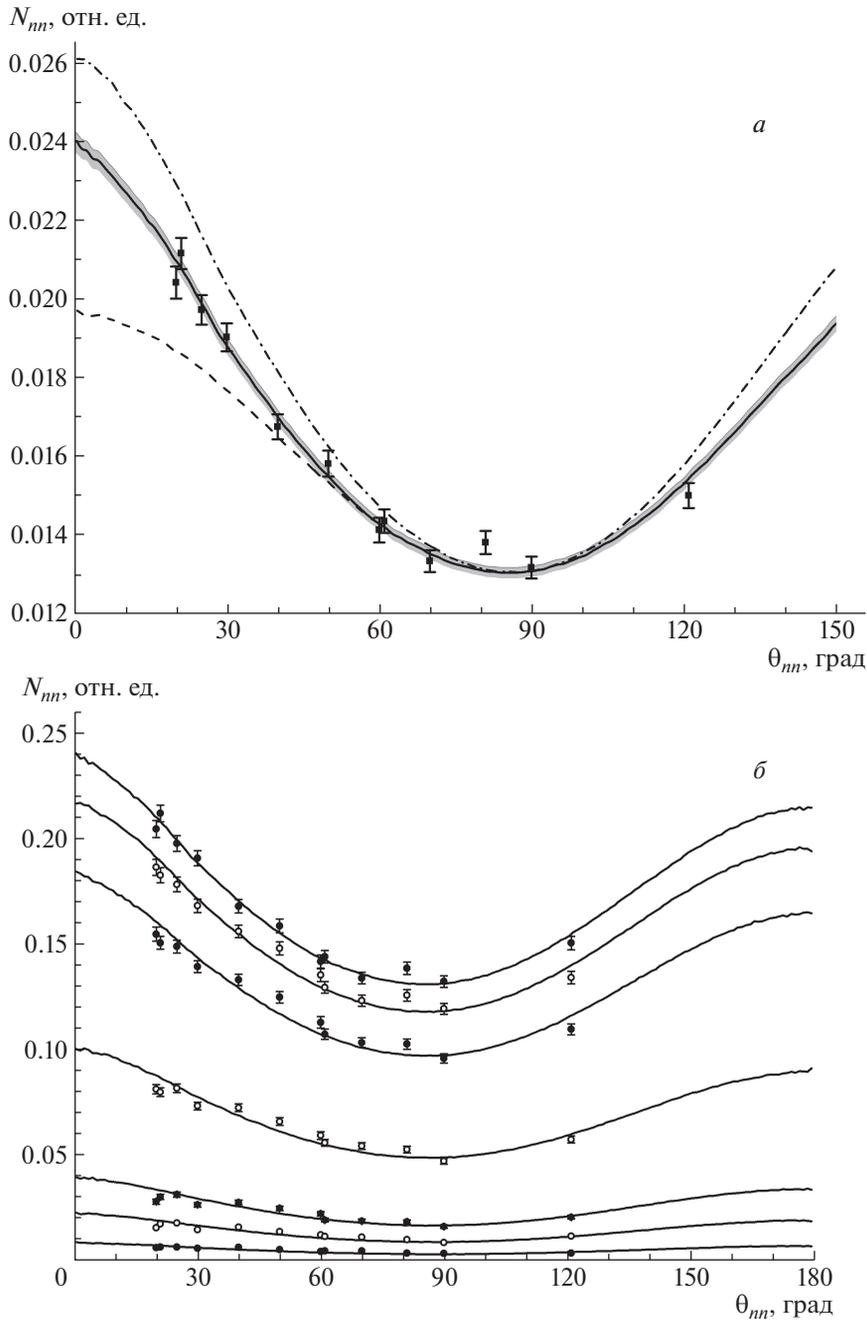
Для демонстрации влияния параметра, харак-



**Рис. 7.** Угловые зависимости скорости счета  $nn$ -совпадений при измерениях, выполненных на короткой пролетной базе. *а* — Результаты эксперимента и модельных вычислений для  $E_{th} = 490$  кэВ. Кривые: штриховая — Монте-Карло-расчет с параметрами для РНД компоненты при  $r = 8\%$  и  $T_{sci} = 1.2$  МэВ (в этом случае учитывалось рассеяние нейтронов и угловое разрешение для детекторов); сплошная — результат аналогичных расчетов, но с учетом также crosstalk-компоненты; штрихпунктирная — расчет без РНД. *б* — Кривые: Монте-Карло-расчет для всего набора значений  $E_{th}$  (сверху вниз: 490, 530, 600, 870, 1300, 1580, 2080 кэВ) при тех же условиях, что и для сплошной кривой на рис. 7*а*.

теризующего анизотропию эмиссии нейтронов в системе ЦМ осколка, на форму угловой  $nn$ -корреляции нами были проведены тестовые вычисления этой корреляции с разными средними значениями анизотропии. Сплошная кривая на рис. 6 соответствует расчету с анизотропией, опре-

деленной согласно [26], штриховая — получена с анизотропией в два раза больше расчетной, а штрихпунктирная — показывает результат Монте-Карло-моделирования при изотропном испускании нейтронов. Очевидно, что введение в расчет анизотропии для согласования его с эксперимен-



**Рис. 8.** Угловые зависимости скорости счета  $nn$ -совпадений при измерениях на длинной пролетной базе. Все остальные условия и обозначения такие же, как на рис. 7.

том требует увеличения доли компоненты РНД, поскольку их влияние на угловую  $nn$ -корреляцию противоположно — анизотропия увеличивает крутизну кривой, в то время как присутствие РНД делает ее более плоской. В варианте расчета, учитывающем анизотропию по методу, описанному в [26], требуется примерно на 1.5–2% больше разрывных нейтронов, чем при расчете с изотропным испусканием нейтронов.

Поскольку факт наличия у первичных ОД достаточно больших угловых моментов (спинов), приводящих к анизотропии вылета нейтронов, вполне обоснован, все дальнейшие вычисления проводились с ее учетом. На рис. 7а и 7б представлены угловые зависимости скорости счета  $nn$ -совпадений для  $^{252}\text{Cf}$ , полученные при короткой пролетной базе (расстояние между источником и детектором 31 см). Приведенные на рис. 7а

экспериментальные результаты и расчетные кривые относятся к нижнему энергетическому порогу регистрации нейтронов  $E_{th} = 490$  кэВ, тогда как полный набор данных эксперимента для всех семи порогов вместе с результатами Монте-Карло-моделирования представлен на рис. 7б.

На рис. 7 и 8 приведены статистические ошибки экспериментальных данных. Напомним, что угловое распределение истинных  $nn$ -совпадений искажено наличием некоторого количества нейтронов, рассеянных на окружающих материалах, вследствие чего изменивших свои первоначальные углы вылета, а также присутствием ложных  $nn$ -совпадений, связанных с crosstalk-эффектом между детекторами при малых углах между ними. Кроме того, на эти значения влияют также перекрестные помехи между двумя детекторами. В наших расчетах необходимость введения таких поправок принята во внимание. В процессе Монте-Карло-моделирования учитывался эффект рассеяния нейтронов. Дополнительные ложные совпадения, возникающие из-за перекрестных помех между двумя детекторами, были экспериментально для каждого из энергетических порогов оценены отдельно и добавлены к вычисленным значениям.

Штриховая кривая на рис. 7а соответствует Монте-Карло расчету угловой зависимости скорости счета  $nn$ -совпадений Монте-Карло с 8% РНД. Рассеяние нейтронов на самом источнике и окружающих его предметах, а также угловое разрешение детекторов включены в модель расчета при определении эффективности их регистрации. Сплошной кривой показаны аналогичные результаты Монте-Карло-моделирования с учетом crosstalk-эффекта. Штрихпунктирная кривая на этом рисунке соответствует такому же расчету (т.е. при учете рассеяния нейтронов и crosstalk-эффекта), но выполненному без включения в него компоненты разрывных (scission) нейтронов, и демонстрирует необходимость их введения.

Как было отмечено выше, температурный параметр дополнительной компоненты может быть определен более точно при максимально возможном энергетическом пороге. В нашем случае он соответствовал 2080 кэВ. Наилучшее согласие расчетной кривой с экспериментальными данными при этом пороге было получено при условии, что  $T_{sci} = (1.2 \pm 0.2)$  МэВ.

Для нахождения обоих параметров, позволяющих учесть компоненту разрывных нейтронов (их вклада  $r$  и температурного параметра спектра Вайскопфа  $T_{sci}$ ), мы использовали результаты экспериментальных угловых  $nn$ -корреляций, относящиеся к измерениям при короткой базе и только для двух энергетических порогов регистрации нейтронов — самого низкого (490 кэВ) и самого высокого (2080 кэВ). Моделирование угловой зависимости

$nn$ -совпадений для всех остальных порогов производилось с использованием параметров  $r$  и  $T_{sci}$ , полученных на нижнем и верхнем порогах соответственно. Вся совокупность результатов эксперимента для короткой базы, вместе с расчетными кривыми приведена на рис. 7б. Во всех продемонстрированных случаях принимался во внимание эффект рассеяния нейтронов и угловое разрешение нейтронных детекторов. Было также учтено влияние crosstalk-эффекта. Очевидным является хорошее согласие результатов моделирования со всеми экспериментальными данными.

Из-за недостаточной статистики мы не смогли использовать экспериментальные данные, полученные в измерениях при длинной базе (рис. 8) для определения или уточнения параметров РНД. Монте-Карло-расчеты для этой базы были выполнены с параметрами РНД, найденными из измерений с короткой базой. В случае длинной пролетной базы при малых углах существенно возрастает относительный вклад ложных  $nn$ -совпадений из-за crosstalk-эффекта. На рис. 8а можно увидеть заметную разницу между расчетами, проведенными при  $E_{th} = 490$  кэВ без учета crosstalk-эффекта (штриховая кривая) и с его добавлением (сплошная кривая). Для выявления влияния на угловую  $nn$ -корреляцию вклада РНД на рис. 8а штрихпунктирной кривой показан вариант Монте-Карло-расчета без добавления этой компоненты, но с учетом рассеяния нейтронов и crosstalk-эффекта.

Рисунок 8б демонстрирует, что с теми же самыми параметрами  $r$  и  $T_{sci}$ , которые были определены из измерений с короткой пролетной базой, хорошо описывается не только угловая зависимость  $nn$ -совпадений в спонтанном делении  $^{252}\text{Cf}$ , относящаяся к длинной базе при  $E_{th} = 490$  кэВ, но и корреляционные данные для всех остальных пороговых значений энергии нейтронов. Во всех случаях в расчеты были включены рассеянные нейтроны, учтено угловое разрешение детекторов и добавлены компоненты перекрестных помех.

Вся серия экспериментальных данных для  $nn$ -совпадений в спонтанном делении  $^{252}\text{Cf}$ , а также модельные кривые, рассчитанные методом Монте-Карло для разных энергетических порогов регистрации нейтронов, были нормированы с единым коэффициентом, сохраняя их естественную относительную пропорцию. В таком случае модельные расчеты должны были воспроизвести не только форму экспериментальной угловой  $nn$ -корреляции для каждого из семи порогов регистрации нейтронов, но и соотношения между ними. В этом заключается важное преимущество настоящего исследования по сравнению с более ранней нашей работой [5], в которой экспериментальные результаты  $nn$ -совпадений для каждого порога регистрации нейтронов были индивидуально нормированы

на значение счета совпадений, определенного для угла  $\theta_{nn} = 90^\circ$  при данном пороге. Вследствие чего относительный вес экспериментальных данных, полученных при разных значениях  $E_{th}$ , никак не учитывался.

Кроме того, следует отметить, что в работе [5] энергетических порогов было меньше, а именно пять, а не семь.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведены детальные измерения угловой зависимости скорости счета  $nn$ -совпадений в спонтанном делении  $^{252}\text{Cf}$ .

Все возможные систематические эффекты, которые могут исказить экспериментальные распределения, проанализированы и учтены с точностью не хуже 1%. (Для этого выполнены контрольные эксперименты и моделирование с помощью программного пакета Geant4.)

Сделан вывод о том, что экспериментальные данные хорошо описываются, только если помимо нейтронов, испарившихся из полностью ускоренных фрагментов, учитывать дополнительную компоненту изотропно испущенных в лабораторной системе нейтронов. Можно полагать, что эти нейтроны рождаются в момент разрыва ядра (разрывные нейтроны).

Доля этой дополнительной компоненты была оценена как  $r = (8 \pm 2)\%$ .

Энергетическое распределение этой компоненты описывается спектром Вайскопфа с  $T_{sci} = (1.2 \pm 0.2)$  МэВ.

Эти результаты совпадают в пределах ошибок с полученными ранее значениями, приведенными в [5], и мало отличаются от данных эксперимента по изучению угловых и энергетических  $nf$ -корреляций [15].

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. K. Skarsvag and K. Bergheim, Nucl. Phys. **45**, 72 (1963).
2. C. Budtz-Jørgensen and H.-H. Knitter, Nucl. Phys. A **490**, 307 (1988).
3. A. S. Vorobyev, O. A. Shcherbakov, A. M. Gagarski, G. V. Val'ski, and G. A. Petrov, EPJ Web Conf. **8**, 03004 (2010).
4. Yu. N. Kopatch, M. Mutterer, D. Schwalm, P. Thirolf, and F. Gönnerwein, Phys. Rev. C **65**, 044614 (2002).
5. А. М. Гагарский, И. С. Гусева, В. Е. Соколов, Г. В. Вальский, Г. А. Петров, Д. О. Криницин, Д. В. Николаев, Т. А. Заварухина, В. И. Петрова, Изв. РАН. Сер. физ. **72**, 820 (2008) [Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **72**, 773 (2008)].
6. J. S. Pringle and F. D. Brooks, Phys. Rev. Lett. **35**, 1563 (1975).
7. C. V. Franklyn, C. Hofmeyer, and D. W. Mingay, Phys. Lett. B **78**, 564 (1978).
8. И. С. Гусева, А. М. Гагарский, В. Е. Соколов, Г. А. Петров, А. С. Воробьев, Г. В. Вальский, Т. А. Заварухина, ЯФ **81**, 415 (2018) [Phys. At. Nucl. **81**, 447 (2018)].
9. A. M. Gagarski, I. S. Guseva, G. V. Val'ski, G. A. Petrov, V. I. Petrova, and T. A. Zavarukhina, in *Abstracts of the ISINN-20, Alushta, Ukraine, May 21–26, 2012*; Preprint E3-2012-36, JINR (Dubna, 2012), p. 42.
10. I. S. Guseva, in *Proceedings of the ISINN-21, Alushta, Ukraine, May 20–25, 2013*; Preprint E3-2014-13, JINR (Dubna, 2014), p. 91.
11. Г. В. Вальский, ЯФ **67**, 1288 (2004) [Phys. At. Nucl. **67**, 1264 (2004)].
12. N. Carjan and M. Rizea, Phys. Lett. B **747**, 178 (2015).
13. S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo, P. Arce, M. Asai, D. Axen, S. Banerjee, G. Barrand, F. Behner, L. Bellagamba, J. Boudreau, L. Broglia, A. Brunengo, H. Burkhardt, *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A **506**, 250 (2003).
14. A. S. Vorobyev, V. N. Dushin, F.-J. Hamsch, V. A. Jakovlev, V. A. Kalinin, A. B. Laptev, B. F. Petrov, and O. A. Shcherbakov, AIP Conf. Proc. **798**, 255 (2005).
15. A. S. Vorobyev, O. A. Shcherbakov, A. M. Gagarski, G. A. Petrov, and G. V. Val'ski, JETP **125**, 619 (2017).
16. A. S. Vorobyev, O. A. Shcherbakov, A. M. Gagarski, G. V. Val'ski, and G. A. Petrov, in *Proceedings of the ISINN-23, Dubna, May 25–29, 2015*; Preprint E3-2016-12, JINR (Dubna, 2016), p. 102.
17. J. Terrel, Phys. Rev. **127**, 880 (1962).
18. CERN Comp. Newslett. **141**, 12 (1979).
19. B. Jansson, BIT Numer. Math. **4**, 205 (1964).
20. K. J. Le Couteur and D. W. Lang, Nucl. Phys. **13**, 32 (1959).
21. В. М. Струтинский, ЖЭТФ **37**, 861 (1959).
22. J. B. Wilhelmy, E. Cheifetz, R. C. Jared, S. G. Thompson, H. R. Bowman, and J. O. Rasmussen, Phys. Rev. C **5**, 2041 (1972).
23. A. Gavron, Phys. Rev. C **13**, 2562 (1976).
24. В. Е. Бунаков, И. С. Гусева, С. Г. Кадменский, Г. А. Петров, Изв. РАН. Сер. физ. **70**, 1618 (2006) [Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **70**, 1853 (2006)].
25. A. Chietera, L. Stuttge, F. Gönnerwein, Yu. Kopatch, M. Mutterer, A. Gagarski, I. Guseva, E. Chernysheva, F.-J. Hamsch, F. Hanappe, Z. Mezentseva, and S. Telezhnikov, EPJ A **54**, 98 (2018).
26. I. S. Guseva, in *Proceedings of the ISINN-23, Dubna, May 25–29, 2015*; Preprint E3-2016-12, JINR (Dubna, 2016), p. 80.

**DETAILED INVESTIGATION OF  $nn$  ANGULAR CORRELATIONS  
IN THE SPONTANEOUS FISSION OF  $^{252}\text{Cf}$** **I. S. Guseva<sup>1)</sup>, A. M. Gagarski<sup>1)</sup>, G. V. Valski<sup>1)</sup>, T. A. Zavarukhina<sup>1)</sup>, T. E. Kuz'mina<sup>2)</sup>**<sup>1)</sup>*National Research Center "Kurchatov Institute" — PNPI, Gatchina, Russia*<sup>2)</sup>*V. G. Khlopin Radium Institute, St. Petersburg, Russia*

In order to study the mechanism of prompt neutron emission during nuclear fission, new precise measurements of neutron–neutron ( $nn$ ) angular correlations in spontaneous fission of  $^{252}\text{Cf}$  were carried out. In this experiment, in contrast to the previous works, special attention was paid to the study of experimental systematic effects associated with rescattering of fission neutrons on the structures of the facility and distorting the angular distributions. The angular dependences of the number of  $nn$  coincidences obtained in the experiment for 7 thresholds of neutron detection in the range from 490 to 2080 keV were compared with the results of improved model calculations, which took into account the anisotropy of neutron emission in the reference frame of a fragment center of mass. It has been shown that these experimental data can be well described if, in addition to the bulk of neutrons evaporated by fully accelerated fission fragments, to include during the calculation in the total number of prompt fission neutrons 6–10% of neutrons isotropically emitted in the laboratory coordinate system. The energy distribution of this component has also been determined. Such additional neutrons can be interpreted as neutrons emitted at the moment of nuclear rupture, the so-called “scission” neutrons.