

ISSN 0044-0027

Том 86, Номер 5

Сентябрь - Октябрь 2023



ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА



КУРЧАТОВСКИЙ
ИНСТИТУТ
ДЛЯ СТРАНЫ
И МИРА

www.sciencejournals.ru



СОДЕРЖАНИЕ

Том 86, номер 5, 2023

ЯДРА

Эксперимент

О наблюдаемых в экспериментах эффектах вращения делящегося ядра (ROT-эффектах)
Г. В. Данилян 526

Сечения парциальных фотонейтронных реакций на ядре ^{59}Co в экспериментах с тормозным γ -излучением
В. В. Варламов, А. И. Давыдов, И. А. Мостаков, В. Н. Орлин 532

Феноменологическое описание и параметризация сечений деления тяжелых ядер нуклонами в области промежуточных и высоких энергий
В. И. Юревич 546

Теория

Спектры мгновенных нейтронов деления в реакциях $^{235}\text{U}(n, F)$ и $^{239}\text{Pu}(n, F)$
В. М. Маслов 562

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ И ПОЛЯ

Эксперимент

Детектор настройки сведения пучков и определения светимости в точке взаимодействия на MPD NICA
С. П. Авдеев, С. Г. Бузин, М. Г. Буряков, В. М. Головатюк, А. И. Малахов, Г. Д. Мильнов, А. Б. Курепин, А. Г. Литвиненко, Е. И. Литвиненко 605

Теория

Зависимость результатов нуклеосинтеза от уравнения состояния вещества нейтронной звезды
А. Ю. Игнатовский, И. В. Панов, А. В. Юдин 618

**Материалы 6-ой Международной конференции “ICPPA-2022”,
22 ноября–2 декабря 2022 г., Москва, Россия**

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ И ПОЛЯ

Поиск тяжелого нейтрино в распаде D_s^+ -мезона
К. М. Иванов, Р. Н. Чистов 628

Моделирование ионизационных потерь в зазорах детектора быстрых нейтронов на основе слоя ^{10}B и газовой камеры
С. И. Поташев 634

О НАБЛЮДАЕМЫХ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ ЭФФЕКТАХ ВРАЩЕНИЯ ДЕЛЯЩЕГОСЯ ЯДРА (ROT-ЭФФЕКТАХ)

© 2023 г. Г. В. Данилян^{1)*}

Поступила в редакцию 16.02.2023 г.; после доработки 23.03.2023 г.; принята к публикации 01.04.2023 г.

В экспериментах на поляризованных пучках нейтронов обнаружены эффекты, свидетельствующие о вращении делящегося ядра. Основным фактором для такого заключения является асимметрия счета совпадений между детекторами частиц, сопровождающих деление, и детекторами осколков, при реверсе направления поляризации пучка нейтронов вызывающих деление исследуемых ядер. Измеряемая асимметрия объясняется авторами открытия смещением углового распределения частиц в направлении по или против направления вращения делящегося ядра. В большинстве публикаций это смещение также объясняется вращением углового распределения частиц в направлении вращения оси деления ядра. В настоящей работе излагается достаточно простое альтернативное объяснение.

DOI: 10.31857/S0044002723050112, EDN: IDJDNV

1. Большой коллаборацией институтов России и Германии на холодном поляризованном пучке высокопоточного реактора Института Лауэ-Ланжевена (ИЛЛ) был предпринят эксперимент по поиску T -нечетной трех-векторной угловой корреляции в тройном делении ядер ^{233}U :

$$W(\mathbf{P}_f, \mathbf{P}_\alpha, \mathbf{S}) = \text{Const.} \{1 + DS[\mathbf{P}_f \times \mathbf{P}_\alpha]\}, \quad (1)$$

где D — коэффициент корреляции, $\mathbf{S}$ — единичный вектор в направлении поляризации пучка нейтронов, $\mathbf{P}_f$ и $\mathbf{P}_\alpha$ — единичные векторы в направлениях импульсов легкого осколка и длиннопробежной α -частицы тройного деления соответственно. Большим сюрпризом, даже для авторов, оказалось, что D не равно нулю, а порядка 10^{-3} [1].

Конечно, обнаруженный эффект не свидетельствует о нарушении временной инвариантности. Вероятнее всего его можно объяснить кориолисовым механизмом [2], поскольку делящееся поляризованное ядро вращается.

Обнаруженное явление детально изучалось, и интерес представляло измерение такой же корреляции при тройном делении ядер ^{235}U . Такой эксперимент был поставлен на пучке поляризованных холодных нейтронов реактора ИЛЛ в 2005 г. Природа преподнесла авторам работы очередной сюрприз: оказалось, что вместо трехвекторной корреляции, обнаруженной при тройном делении ядер ^{233}U , при тройном делении ядер ^{235}U обнаружен

совершенно иной эффект, а именно макроскопический эффект вращения поляризованного делящегося ядра [3, 4]. Он состоял в асимметрии счета совпадений сигналов с детекторов α -частиц с сигналами с детекторов осколков деления относительно направления поляризации пучка нейтронов. Авторы проанализировали все возможные аппаратные эффекты и пришли к объяснению, что угловые распределения (УР) α -частиц смещаются в направлении по или против направления вращения оси деформации делящегося ядра в момент разрыва шейки, соединяющей два будущих осколка. В трактовке авторов измеряемая в эксперименте асимметрия счета совпадений есть разность между смещенными УР, отнесенная к их сумме в позиции расположения детектора α -частиц. Эта гипотеза была “подтверждена” Монте-Карло-расчетами [5]. Авторы работы [3] назвали это явление ROT-эффектом (от rotation).

Это открытие нового явления в физике деления ядер стимулировало постановку экспериментов по поиску аналогичного эффекта в эмиссии γ -квантов и нейтронов возбужденными осколками. Искомые эффекты асимметрии счета совпадений указанных частиц с осколками действительно были обнаружены. Мы не будем объяснять, каким образом γ -кванты и нейтроны, эмитируемые не в момент разрыва шейки, могут проявить ROT-эффекты, порекомендуем читателю статьи [6–8]. Авторы большинства публикаций на эту тему, и в их числе автор настоящей статьи, в своих первоначальных публикациях, следуя работе [3], объясняли обнаруженные асимметрии смещением УР регистрируемых частиц в направлении вращения ядра. На самом

¹⁾НИЦ “Курчатовский институт” — Курчатовский комплекс теоретической и экспериментальной физики, Москва, Россия.

*E-mail: danilyan@itep.ru

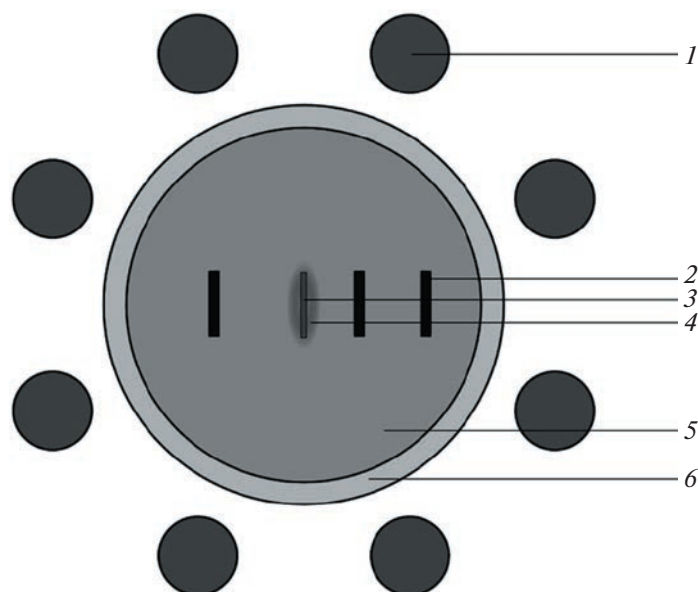


Рис. 1. Условная экспериментальная установка для обнаружения ROT-эффекта. 1 — Детекторы условных частиц, сопровождающих деление ядер, 2 — детекторы осколков деления ядер, 3 — мишень, содержащая делящиеся ядра, 4 — профиль пучка продольно поляризованных нейтронов, 5 — рабочий газ, используемый в детекторах осколков, 6 — корпус камеры деления.

деле можно привести очень простое и наглядное объяснение механизма возникновения асимметрии счета совпадений частицы с осколком при реверсе направления поляризации пучка нейтронов. Ниже описывается этот механизм.

2. Ядро с отличным от нуля спином вращается, и если оно поляризовано, то возникает ось вращения Z . Делящиеся ядра деформированы, и ось деформации должна вращаться относительно этой выделенной оси. При делении вращающегося ядра осколки деления в начальный момент разрыва шейки вследствие орбитального вращения асимметричной “гантели” приобретают тангенциальную составляющую скорости, и, следовательно, их траектории, вместо прямолинейных в направлении оси деформации, обусловленной кулоновским отталкиванием осколков, становятся гиперболическими, что приводит к смещению траектории осколков от направления оси деформации в момент разрыва шейки на малый угол. Этот угол может быть использован для определения скорости вращения делящегося ядра, но для этого необходимо знать направление оси деформации в момент разрыва шейки и конфигурацию асимметричной “гантели”.

Деление ядра, как правило, сопровождается эмиссией частицы, УР которой формируется относительно оси деформации в момент разрыва шейки или коррелирует с ней и, как правило, не зависит от траекторий осколков. Исключением является УР α -частицы тройного деления, поскольку в начальный момент низкоэнергичная α -частица

может вовлекаться кулоновским полем осколков во вращение оси деления. Это УР частицы и является меткой направления оси деформации в момент разрыва шейки. Именно относительно этого направления смещаются траектории осколков.

3. Установки, предназначенные для измерения ROT-эффектов, конечно, отличаются многообразием методик измерений. Но для простоты рассуждений мы приводим схематически условную установку на рис. 1. Мишень, содержащая делящиеся ядра, и детекторы осколков деления расположены в “плоскости”, ортогональной пучку продольно поляризованных нейтронов.

Камера деления окружена детекторами частиц, сопровождающих акт деления ядра. Регистрируются совпадения между сигналами с детекторов осколков с сигналами от всех детекторов частиц. Для простоты рассмотрим ситуацию с совпадением сигнала от осколка с сигналом от одного из детекторов частиц в верхней полусфере. Частица, сопровождающая деления ядра, должна эмитироваться из шейки в момент ее разрыва (scission point) и, очевидно, из “точки”, характеризующей центр масс асимметричной “гантели”. Поскольку последняя вращалась в момент разрыва шейки, то это вращение в меньшей мере скажется на траектории частицы, чем на траектории осколка. Допустим, что рассматриваемый детектор частиц расположен относительно условного УР частицы слева от максимума УР (рис. 2). Будем считать, что делящееся ядро вращается по часовой стрелке, если смотреть на схему установки. Частица попадает

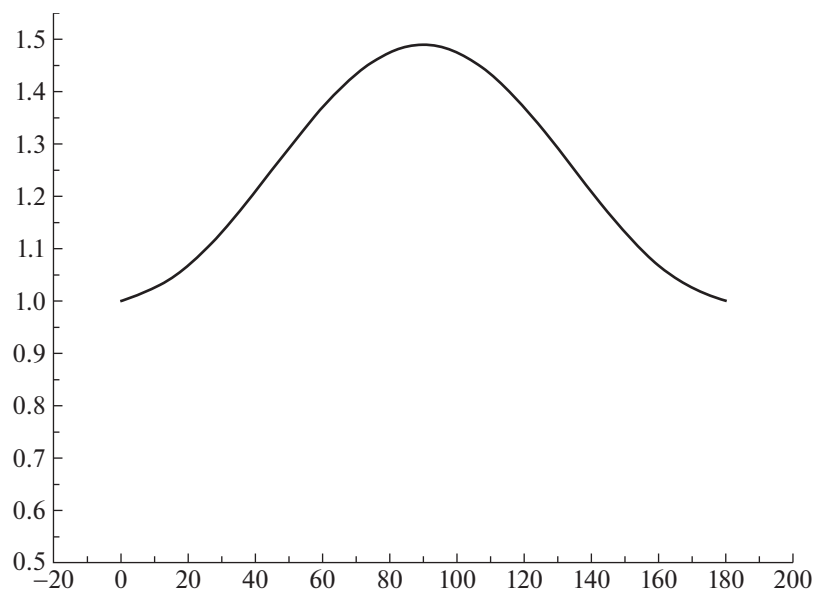


Рис. 2. Условное представление УР регистрируемых частиц в совпадении с осколком.

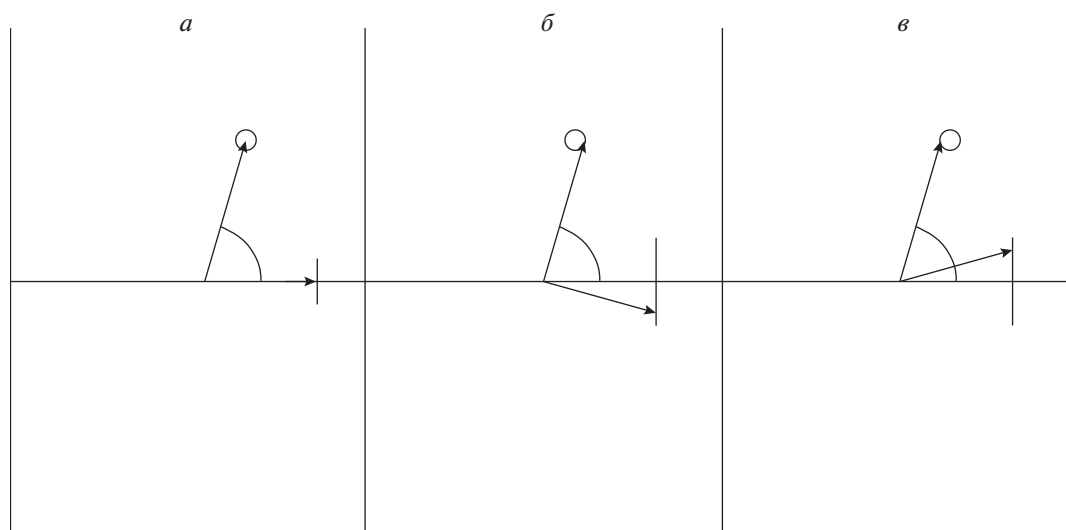


Рис. 3. Схематическое изображение смещений частицы и осколка. *а* — Пучок нейтронов не поляризован. Делящееся ядро не вращается. *б* — Ядро вращается по часовой стрелке. Частица отклоняется на небольшой угол, тогда как осколок смещается на угол θ . Угол между частицей и осколком увеличивается по сравнению с левым рисунком. *в* — Ядро вращается против часовой стрелки. Угол между частицей и осколком уменьшается по сравнению с левым рисунком.

в детектор по “вращающейся” траектории также по часовой стрелке, но ненамного отличающейся от прямолинейной, тогда как осколок смещается в направлении по часовой стрелке на небольшой угол θ . Легко видеть на рис. 3, что вследствие различия в эффектах смещения траекторий частицы и осколка угол между “точками” регистрации частицы и осколка в соответствующих детекторах увеличился. Имея в виду, что УР частицы есть ни что иное, как вероятность зарегистрировать частицу под данным углом, приходим к выводу, что при вращении асимметричной “гантели” по часовой

стрелке вероятность зарегистрировать частицу в позиции рассматриваемого детектора увеличилась. Очевидно, что при вращении делящегося ядра против часовой стрелки угол уменьшится (рис. 3), и, следовательно, вероятность регистрации уменьшится. Такое имеет место для всех детекторов частиц в верхней полусфере экспериментальной установки. В нижней полусфере картина будет обратной. Очевидно, счет совпадений счетчиком, соответствующим вращению “гантели” по часовой стрелке, должен возрасти, поскольку вероятность регистрации частицы увеличилась. И, соот-

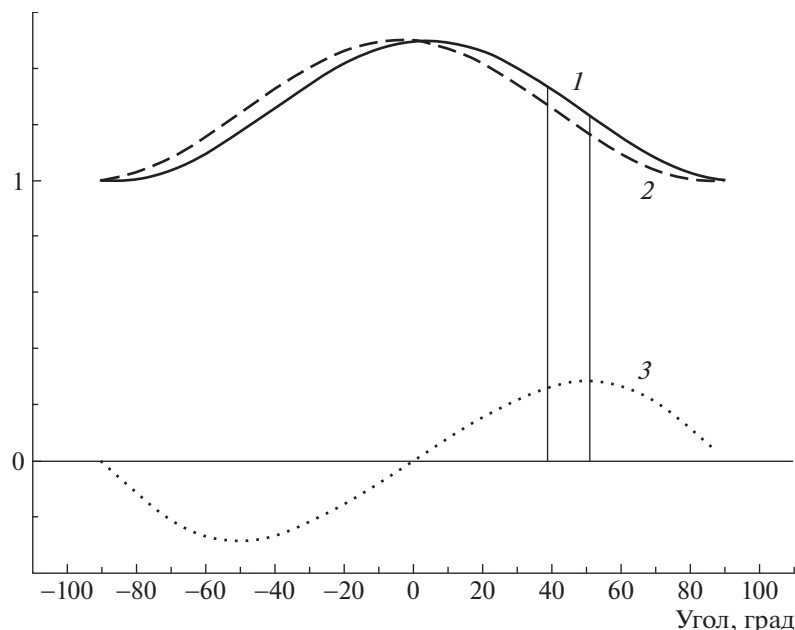


Рис. 4. Угловое распределение условных частиц, сопровождающих деление. 1 и 2 — угловые распределения при вращении ядра по часовой стрелке и против соответственно, 3 — их разность в увеличенном масштабе.

ветственно, счет совпадений счетчиком, соответствующим вращению “гантели” против часовой стрелки — уменьшится. Разность показаний двух указанных счетчиков событий совпадения частицы с осколком, отнесенная к их сумме, и есть измеряемая в эксперименте асимметрия счета для детектора частицы под данным углом к детектору осколков относительно направления поляризации пучка нейтронов.

4. Выше рассмотрен частный случай УР частиц. В общем случае знак и величина асимметрии счета совпадений для каждого детектора частицы зависят от знака и величины производной УР частиц в месте расположения данного детектора частицы. Коэффициент асимметрии как функцию угла между детекторами частицы и осколка можно записать как

$$A = \frac{N^+(\varphi) - N^-(\varphi)}{N^+(\varphi) + N^-(\varphi)} = 2\theta \left\{ \frac{\partial F(\varphi)}{\partial \varphi} \right\} / F(\varphi). \quad (2)$$

Здесь $N^+(\varphi)$ — число совпадений сигналов с детектора частиц, расположенного под углом φ к оси абсцисс, при положительном смещении траектории осколка, $N^-(\varphi)$ — при отрицательном, $F(\varphi)$ — функция, описывающая УР частицы.

Зная $F(\varphi)$, можно вычислить θ . Очевидно, что величины производных УР при разных углах зависят от коэффициента анизотропии УР. В отличие от тройного деления ядер, где анизотропия УР достаточно велика, для γ -квантов и нейтронов анизотропия не столь велика, поэтому как измеряемая

в эксперименте асимметрия, так и угол θ , очень малы.

Следует подчеркнуть, что во всех экспериментах по обнаружению ROT-эффекта единственной измеряемой величиной является асимметрия счета совпадений сигналов с детекторов частиц с сигналами с детекторов осколков деления ядра. Как ясно из изложенного, для объяснения наблюдаемой в эксперименте асимметрии, нам не пришлось прибегать к смещениям УР. Однако если по данным счетчиков событий совпадений частицы с осколком при двух противоположных направлениях поляризации пучка нейтронов построить УР, соответствующих каждому из направлений поляризации пучка нейтронов, то можно обнаружить, что построенные УР частицы смещены друг относительно друга на угол 2θ , как это показано на рис. 4. Это смещение УР возникло вследствие сдвига траектории осколка, но в публикациях оно приводится как следствие “вращения” УР.

В качестве примера применения предлагаемой модели ROT-эффекта рассмотрим корреляцию знаков коэффициентов асимметрий при тройном делении ядер ^{235}U , опубликованную в работе [3]. Рисунок 5 мы взяли из этой статьи. На нем схематически показана экспериментальная установка, на которой и был обнаружен ROT-эффект при тройном делении ядер ^{235}U . Знаки коэффициентов асимметрий, показанные в верхней части установки, получены при направлении пучка продольно поляризованных нейтронов, обозначенного как σ_{+z} , что означает вращение делящегося

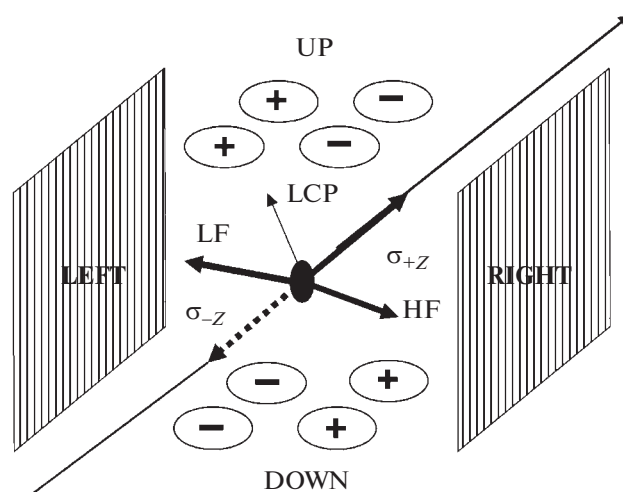


Рис. 5. Изображение корреляций знаков коэффициентов асимметрий при измерениях ROT-эффекта в тройном делении ядер ^{235}U с регистрацией совпадений сигналов с α -детекторов с сигналами от детекторов осколков. Картина воспроизводит знаковую корреляцию в измерениях при направлении поляризации пучка нейтронов σ_{+z} , когда ядро вращается по часовой стрелке, и реверсированном направлении σ_{-z} , когда ядро вращается против направления часовой стрелки.

ядра по часовой стрелке, если смотреть на рисунок. Симметричное угловое распределение α -частиц проявляет максимум при 82° , поэтому левая группа детекторов α -частиц располагалась при 68° , тогда как правая при угле 112° . Рассматривались совпадения сигналов с детекторов α -частиц с сигналами от детекторов, зарегистрировавших легкие осколки. Как отмечалось выше, в начальный момент своего рождения низкоэнергичная α -частица увлекается вращающимся кулоновым полем осколков и поворачивается на небольшой угол, много меньший угла смещения легкого осколка. Для простоты рассуждений в первом приближении этим углом пренебрежем. Для детекторов, расположенных под углом 68° , угол между α -частицей и смещенным осколком возрастет, и, следовательно, вероятность регистрации α -частицы возрастает. При реверсе направления поляризации пучка нейтронов, наоборот, угол между α -частицей и смещенным осколком уменьшится, следовательно, вероятность регистрации уменьшится. Набор рассматриваемых событий покажет, что измеряемая асимметрия положительна, как и показано на схеме. Чтобы не перегружать читателя лишней информацией, сообщим, что для группы детекторов α -частиц, расположенных под углом 112° , ситуация будет обратная, и знаки коэффициентов асимметрии окажутся отрицательными, опять же, как показано на рисунке. Очевидно, что картина для нижних групп детекторов α -частиц будет асимметричной картине для верхней группы.

5. Таким образом, выше показано, что развитие в данной работе качественное объяснение ROT-эффекта, примененное к тройному делению ядер ^{235}U , вполне удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными, полученными в статье

[3]. Разумеется, в задачу автора данной статьи не входит вычисление абсолютных значений коэффициентов асимметрии. Однако предлагаемое альтернативное объяснение природы ROT-эффекта будет полезно при интерпретации и планировании новых экспериментов.

Автор благодарен Карине Емельяненко за оформление рисунков, Ф.С. Джепарову за ценные замечания и А.М. Гагарскому за полезное обсуждение.

Работа выполнена в рамках государственного задания Национальному исследовательскому центру «Курчатовский институт».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. P. Jesinger, G. V. Danilyan, A. M. Gagarski, *et al.*, ЯФ **62**, 1723 (1999) [Phys. At. Nucl. **62**, 1608 (1999)].
2. В. Е. Бунаков, С. Г. Кадменский, ЯФ **74**, 1687 (2011).
3. F. Goennenwein, M. Mutterer, A. Gagarski, I. Guseva, G. Petrov, V. Sokolov, T. Zavarukhina, Yu. Gusev, J. von Kalben, V. Nesvizhevski, and T. Soldner, Phys. Lett. B **652**, 13 (2007).
4. A. Gagarski, F. Gönnerwein, I. Guseva, P. Jesinger, Yu. Kopatch, T. Kuzmina, E. Lelièvre-Berna, M. Mutterer, V. Nesvizhevsky, G. Petrov, T. Soldner, G. Tiourine, W. H. Trzaska, and T. Zavarukhina, Phys. Rev. C **93**, 054619 (2016).
5. И. С. Гусева, Ю. И. Гусев, Изв. РАН. Сер. физ. **71**, 382 (2007).
6. Г. В. Данилян, Т. Вильперт, П. Гранц и др., ЯФ **71**, 2036 (2008).
7. G. V. Danilyan, P. Granz, V. A. Krakhotin, *et al.*, Phys. Lett. B **679**, 25 (2009).
8. Г. В. Данилян, Й. Кленке, Ю. Н. Копач и др., ЯФ **77**, 1 (2014).

ON OBSERVED EFFECTS IN EXPERIMENTS ON THE FISSILE NUCLEI ROTATION (ROT-EFFECTS)

G. V. Danilyan¹⁾

*¹⁾NRC “Kurchatov institute” — Kurchatov Complex of Theoretical and Experimental Physics,
Moscow, Russia*

In experiments on polarized neutron beams, effects, indicating the rotation of a fissile nucleus, have been observed. The main factor for this conclusion is the asymmetry of the coincidence count between the particle detectors accompanying the fission and the fragment detectors, when reversing the direction of polarization of the neutron beam causing the fission of the studied nuclei. According to the opinions of the discovery authors, the measured asymmetry can be caused by the shift of the angular distribution in the direction in, or against, the direction of the nucleus deformation axis rotation. In most publications, this shift is explained by the rotation of the angular distribution of particles in the direction of rotation of the nuclear fission axis. This article provides a simple and obvious explanation.

СЕЧЕНИЯ ПАРЦИАЛЬНЫХ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ НА ЯДРЕ ^{59}Co В ЭКСПЕРИМЕНТАХ С ТОРМОЗНЫМ γ -ИЗЛУЧЕНИЕМ

© 2023 г. В. В. Варламов^{1)*}, А. И. Давыдов²⁾, И. А. Мостаков²⁾, В. Н. Орлин¹⁾

Поступила в редакцию 17.04.2023 г.; после доработки 17.04.2023 г.; принята к публикации 17.04.2023 г.

С помощью экспериментально-теоретического метода оценки сечений парциальных реакций, основанного на объективных физических критериях, исследована достоверность данных по сечениям реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ на ядре ^{59}Co из нескольких экспериментов, выполненных на пучках тормозного γ -излучения. Установлено, что сечения парциальных реакций, полученные с помощью внесения в сечение выхода нейтронов $\sigma(\gamma, xn) = \sigma(\gamma, 1n) + 2\sigma(\gamma, 2n)$ поправок, рассчитанных по статистической теории, критериям достоверности не удовлетворяют. В рассмотренных экспериментах сечения реакции $(\gamma, 1n)$ существенно недостоверно занижены, а реакции $(\gamma, 2n)$ — напротив, завышены. Это очевидно обусловлено недостатками использованного метода получения информации о сечениях парциальных реакций с помощью поправок, рассчитанных по статистической теории.

DOI: 10.31857/S0044002723050409, EDN: IFEESG

1. ВВЕДЕНИЕ

Сечения парциальных фотонейтронных реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$, определенные при энергиях налетающих фотонов до ~ 30 МэВ, широко используются не только в фундаментальных ядерно-физических исследованиях, но и в разнообразных приложениях. Абсолютное большинство таких данных получено в экспериментах на пучках квазимоноэнергетических фотонов, образующихся при аннигиляции на лету ускоренных позитронов, а также — в экспериментах на пучках тормозного γ -излучения [1–7].

Установлено, что в экспериментах одного типа — на пучках аннигиляционных фотонов, выполненных в абсолютном большинстве в двух лабораториях (Ливермор (США) и Сакле (Франция)), определенные сечения парциальных реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ для 19 ядер (^{51}V , ^{75}As , ^{89}Y , ^{90}Zr , ^{115}In , $^{116-118,120,124}\text{Sn}$, ^{127}I , ^{133}Cs , ^{159}Tb , ^{165}Ho , ^{181}Ta , ^{197}Au , ^{208}Pb , ^{232}Th , ^{238}U) существенно (до 100% величины) различаются между собой [8, 9]. С использованием экспериментально-теоретического метода оценки сечений парциальных реакций, удовлетворяющих объективным фи-

зическим критериям достоверности [10, 11], показано, что для большинства из упомянутых выше ядер и большого количества других основными причинами наблюдаемых расхождений результатов разных экспериментов являются определенные недостатки использованного в них метода разделения фотонейтронов по множественности (например, [10–31]). Основным недостатком метода являлось определение множественности нейтронов по их измеряемой энергии. Энергии нейтронов из реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ могли быть близкими в связи с тем, что конечные ядра реакций могли образовываться не только в основных, но и в возбужденных состояниях, что приводило к большим погрешностям в определенных множественностях. К тому же энергии нейтронов из двухнуклонных реакций различной множественности, таких как $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 1n1p)$, также могли быть близкими, что вносило в процедуру определения множественности нейтронов дополнительные погрешности. Было установлено [10–31], что в большом количестве случаев экспериментальные сечения парциальных фотонейтронных реакций, полученные на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов, в связи с наличием в них существенных систематических погрешностей метода разделения фотонейтронов по множественности, не удовлетворяют физическим критериям достоверности данных.

В этой связи определенный интерес вызывает исследование с помощью таких критериев достоверности данных о парциальных реакциях, полученных совершенно иным способом в эксперимен-

¹⁾ Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия.

²⁾ Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия.

*E-mail: Varlamov@depni.sinp.msu.ru

тах с тормозным γ -излучением. В них для определения сечений парциальных реакций используются поправки на множественность фотонейтронов к экспериментальному сечению выхода нейтронов

$$\sigma(\gamma, xn) = \sigma(\gamma, 1n) + 2\sigma(\gamma, 2n) + 3\sigma(\gamma, 3n), \quad (1)$$

рассчитываемые по статистической теории [32]. В области энергий за максимумом гигантского дипольного резонанса (ГДР), в которой конкурируют между собой реакции различной множественности, прежде всего $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$, поправки на множественность, рассчитываемые по статистической теории, могут быть не вполне точными, поскольку не учитывают роль и нестатистических процессов распада составного ядра. В настоящей работе экспериментально-теоретический метод оценки сечений парциальных фотонейтронных реакций, удовлетворяющих физическим критериям достоверности [10, 11], используется для анализа достоверности данных по сечениям таких реакций на ядре ^{59}Co , полученных в нескольких экспериментах на пучках тормозного γ -излучения, а также оценке на основе соответствующих сечений выхода нейтронов новых достоверных данных с использованием результатов расчетов в КМФЯР — комбинированной модели фотоядерных реакций, основанной на плотностях ядерных уровней, рассчитанных в модели Ферми-газа, и учитывающей эффекты деформации ядра и изоспинового расщепления ГДР ядер [33, 34].

2. СПОСОБЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СЕЧЕНИЙ ПАРЦИАЛЬНЫХ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ

2.1. Эксперименты на пучках тормозного γ -излучения

В экспериментах на пучках тормозного γ -излучения на пучках, как правило, циклических электронных ускорителей (бетатронов или микротронов), вследствие непрерывной формы спектра тормозных фотонов $W(E^M, E)$ в области энергий, в которой конкурируют между собой несколько парциальных реакций, непосредственно измеряется выход реакции

$$Y(E^M) = \frac{N(E^M)}{\varepsilon D(E^M)} = \quad (2)$$

$$= \alpha \int_{E_{\text{пор}}}^{E^M} W(E^M, E) \sigma(E) dE,$$

где $\sigma(E) = \sigma(\gamma, xn)$ — сечение выхода нейтронов (1) при энергии фотонов E , $E_{\text{пор}}$ — энергетический порог реакции $(\gamma, 1n)$, $W(E^M, E)$ — спектр фотонов тормозного γ -излучения с верхней границей

E^M , $N(E^M)$ — число событий реакции, $D(E^M)$ — доза γ -излучения, ε — эффективность детектора, α — нормировочная константа. Сечение выхода нейтронов $\sigma(\gamma, xn)$ определяется с помощью решения обратной задачи его развертки (1) из экспериментального выхода $Y(E^M)$ с помощью одного из специально разработанных для этого методов (например, таких как метод Пенфолда–Лейсса, метод наименьшей структуры, метод регуляризации Тихонова, метод редукции).

С помощью поправок на множественность фотонейтронов, рассчитанных по статистической теории [32], вносимых в сечение выхода нейтронов $\sigma(\gamma, xn)$ (1), определяется вклад сечения реакции $(\gamma, 2n)$. Этот метод основывается на предположении о том, что поглощение дипольных $E1$ -фотонов исследуемым ядром перед испусканием им одного, двух или большего количества нейтронов приводит к формированию компаунд-ядра. Для определения температуры ядра θ и параметра плотности уровней “ α ” соседнего ядра с $(N - 1)$ применяется следующее соотношение:

$$\frac{[\sigma_{\gamma, 2n}(E)]}{[\sigma_{\gamma, 1n}(E) + \sigma_{\gamma, 2n}(E)]} = \quad (3)$$

$$= \frac{\int_{\varepsilon=0}^{\varepsilon=E-B2n} \varepsilon \rho(U) d\varepsilon}{\int_{\varepsilon=0}^{\varepsilon=E-Bn-\delta} \varepsilon \rho(U) d\varepsilon},$$

где $U = E - Bn - \varepsilon - \delta$ — эффективная энергия возбуждения ядра $(A - 1)$, ε — кинетическая энергия испущенного нейтрона, δ — энергия спаривания ядра $(A - 1)$, $\rho(U)$ — выражение для плотности уровней ядра $(A - 1)$, Bxn — порог соответствующей xn -реакции. При использовании для плотности ядерных уровней формулы статистической теории [32] соотношение (3) может быть представлено в виде

$$\frac{[\sigma_{\gamma, 2n}(E)]}{[\sigma_{\gamma, 1n}(E) + \sigma_{\gamma, 2n}(E)]} = \quad (4)$$

$$= 1 - [1 + (E - B2n)/\theta] \exp[-(E - B2n)/\theta],$$

в свою очередь позволяющем в области энергий налетающих фотонов до энергетического порога $B3n$ реакции $(\gamma, 3n)$ с помощью соответствующих разностных процедур, например,

$$\sigma(\gamma, 1n) = \sigma(\gamma, xn) - 2\sigma(\gamma, 2n), \quad (5)$$

$$\sigma(\gamma, sn) = \sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 2n) = \quad (6)$$

$$= \sigma(\gamma, xn) - \sigma(\gamma, 2n),$$

получить сечения реакции $(\gamma, 1n)$, а также и полной фотонейтронной реакции (6).

2.2. Эксперименты на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов

В экспериментах на пучках аннигиляционных фотонов, реализованных на пучках линейных элект-

тронных ускорителей, процедура определения сечений фотонейтронных реакций является, по существу, обратной [1, 2]. Между импульсами фотонов с использованием специальных “slowing-down” 4 π -детекторов (в которых между импульсами ускорителей нейтроны разных энергий замедляются до тепловой энергии и захватываются специальным образом) прямо измеряются сечения парциальных реакций. Образование квазимоноэнергетических фотонов от аннигиляции позитронов сопровождается образованием и фотонов от их тормозного γ -излучения. Вклад таких фотонов в сечение реакции исключается с помощью специальной разностной процедуры. Эксперимент такого типа проводится в три этапа. На первом измеряется выход определенной реакции на пучке позитронов $Y_{e^+}(E^M)$, на втором измеряется выход реакции на пучке электронов $Y_{e^-}(E^M)$, на третьем в предположении о том, что спектры фотонов тормозного γ -излучения позитронов и электронов идентичны, сечение реакции определяется в виде разности

$$Y(E^M) = Y_{e^+}(E^M) - Y_{e^-}(E^M) \approx \sigma(E). \quad (7)$$

На каждом этапе такого эксперимента регистрируются события с одним и двумя (или большим количеством) нейтронами, специальный статистический анализ которых позволяет получить сечения реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$, а также во многих случаях и $(\gamma, 3n)$. С использованием этих данных простым суммированием определяются сечения полной фотонейтронной реакции (6) и реакции выхода нейтронов (1).

Существенное (принципиальное) различие методов определения сечений парциальных реакций в экспериментах рассмотренных двух типов является основной причиной их хорошо известных существенных расхождений практически во всех случаях исследованных ядер [6–9].

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО-ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ МЕТОД ОЦЕНКИ СЕЧЕНИЙ ПАРЦИАЛЬНЫХ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ, УДОВЛЕТВОРЯЮЩИХ ФИЗИЧЕСКИМ КРИТЕРИЯМ ДОСТОВЕРНОСТИ ДАННЫХ

Как отмечалось выше, ранее было обнаружено, что между сечениями парциальных фотонейтронных реакций, определенных в большинстве случаев в двух лабораториях (Ливермор (США) и Сакле (Франция)), имеются существенные (до 100% величины) определенно систематические расхождения [7–9, 35, 36]. Для 19 ядер, исследованных в обеих лабораториях (^{51}V , ^{75}As , ^{89}Y , ^{90}Zr , ^{115}In , $^{116-118,120,124}\text{Sn}$, ^{127}I , ^{133}Cs , ^{159}Tb , ^{165}Ho , ^{181}Ta ,

^{197}Au , ^{208}Pb , ^{232}Th , ^{238}U), установлено, что сечения реакции $(\gamma, 1n)$ имеют существенно большие величины в Сакле, а реакции $(\gamma, 2n)$ — напротив, в Ливерморе. В исследованиях (например, [10–31]), выполненных для около 50 ядер (в том числе и для большинства 19 ядер, перечисленных выше), выполненных с помощью объективных физических критериев достоверности данных [11, 12], установлено, что имеющиеся расхождения данных обусловлены присутствием в результатах экспериментов существенных систематических погрешностей использованного метода экспериментального разделения фотонейтронов по множественности [1, 2]. С помощью экспериментально-теоретического метода оценки сечений парциальных реакций были получены новые сечения реакций, удовлетворяющие физическим критериям достоверности [11, 12], во многих случаях существенно отличающиеся от экспериментальных сечений.

Кратко суть экспериментально-теоретического метода оценки сечений парциальных реакций заключается в следующем. Для получения сечений парциальных реакций, свободных от указанных недостатков и удовлетворяющих критериям достоверности данных, экспериментальное сечение выхода нейтронов $\sigma(\gamma, xn)$ (1), практически не зависящее от проблем разделения нейтронов по множественности, поскольку содержит в себе все вклады реакций с различной множественностью, разделяется на вклады парциальных реакций в соответствии с положениями КМФЯР [33, 34], которые также не зависят от проблем экспериментального разделения нейтронов по множественности:

$$\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, in) = F_i^{\text{теор}} \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn). \quad (8)$$

При этом в качестве объективных физических критериев достоверности данных о сечениях парциальных реакций используются [10, 11] отношения

$$\begin{aligned} F_i &= \sigma(\gamma, in) / \sigma(\gamma, xn) = \\ &= \sigma(\gamma, in) / [\sigma(\gamma, 1n) + \\ &+ 2\sigma(\gamma, 2n) + 3\sigma(\gamma, 3n) + \dots]. \end{aligned} \quad (9)$$

Превышение такими $F_i^{\text{эксп}}$ пределов (1.00, 0.50, 0.33, ... соответственно для $i = 1, 2, 3, \dots$) означает присутствие в экспериментальных сечениях реакций систематических погрешностей и, как следствие, — их недостоверность. Систематические погрешности результатов экспериментов обусловлены недостатками использованного в экспериментах метода разделения фотонейтронов, основанного на результатах измерения их энергий. В большинстве случаев вследствие ошибочной идентификации множественности части нейтронов они из сечения реакции $(\gamma, 1n)$ перемещались в сечение реакции $(\gamma, 2n)$, в результате чего первое

необоснованно уменьшалось вплоть до появления физически запрещенных отрицательных значений, а второе увеличивалось вплоть до появления недостоверных значений $F_i^{\text{эксп}}$, превышающих указанные выше предельные значения.

Предложенный метод оценки (8) позволяет получить сечения парциальных реакций, свободные от обсуждаемых систематических погрешностей, поскольку соотношения между ними определяются отношениями $F_i^{\text{теор}}$ (9), рассчитанными в КМФЯР, а их соответствующая сумма (1) совпадает с экспериментальным сечением $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ выхода нейтронов.

4. ОЦЕНКА СЕЧЕНИЙ ПАРЦИАЛЬНЫХ РЕАКЦИЙ НА ЯДРЕ ^{59}Co ПО ДАННЫМ ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА ПУЧКАХ КВАЗИМОНОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ АННИГИЛЯЦИОННЫХ ФОТОНОВ

Описанный экспериментально-теоретический метод [10, 11] был использован [23] для анализа достоверности сечений парциальных и полной фотонейтронных реакций на ядре ^{59}Co , полученных на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов в Ливерморе (США) в двух экспериментах, выполненных в разное время. Было показано, что использование в этих экспериментах [37, 38] существенно разных методов разделения фотонейтронов по множественности привело к существенно разным весьма отчетливым характерным несоответствиям экспериментальных данных критериям достоверности.

В раннем эксперименте [37] в течение специального интервала времени средствами электроники зарегистрированные нейтроны разделялись на события с одним, двумя или тремя нейтронами. С помощью статистического анализа этих событий определялись сечения парциальных реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$. В более позднем эксперименте [38] использовалась дополнительная процедура определения множественности нейтронов по их измеряемой энергии, для чего использовался так называемый метод кольцевых отношений ("ring-ratio" technique [39]).

На рис. 1 экспериментальные данные обоих экспериментов представлены в сравнении с сечениями, оцененными с помощью экспериментально-теоретического метода, описанного выше. Из приведенных данных хорошо видно, что результаты эксперимента [38] заметно, а эксперимента [37] существенно отличаются от оцененных сечений реакций: экспериментальные сечения реакции $(\gamma, 1n)$ оказываются меньшими по сравнению с оцененными, тогда как в случае реакции $(\gamma, 2n)$ — большими (табл. 1). В случае реакции $(\gamma, 1n)$

Таблица 1. Интегральные сечения $\sigma^{\text{инт}}$ оцененных [23] сечений полных и парциальных фотонейтронных реакций на ядре ^{59}Co , рассчитанные до энергии фотонов $E^{\text{инт}} = 27.0$ МэВ, в сравнении с экспериментальными данными [37, 38]

Реакция	Оценка [23]	Эксперимент	
		[38]	[37]
(γ, xn)	761.3 ± 5.2	761.3 ± 5.2	723.1 ± 6.5
(γ, sn)	676.1 ± 7.4	668.9 ± 5.1	587.7 ± 5.4
$(\gamma, 1n)$	597.5 ± 7.2	568.2 ± 4.8	452.3 ± 4.1
$(\gamma, 2n)$	78.6 ± 2.0	100.7 ± 1.6	135.2 ± 3.55

отношения $\sigma^{\text{инт}} [23]/\sigma^{\text{инт}} [38] = 597.5/568.2 = 1.05$ и $\sigma^{\text{инт}} [23]/\sigma^{\text{инт}} [37] = 597.5/452.3 = 1.32$, тогда как в случае реакции $(\gamma, 2n)$ $\sigma^{\text{инт}} [23]/\sigma^{\text{инт}} [38] = 78.6/100.7 = 0.78$ и $\sigma^{\text{инт}} [23]/\sigma^{\text{инт}} [37] = 78.6/135.2 = 0.58$. На основании результатов детального анализа расхождений между экспериментальными и оцененными сечениями реакций было показано [23], что в случае относительно легкого ядра ^{59}Co главным источником систематических погрешностей процедуры определения множественности нейтронов является фотонейтронно-фотопротонная реакция $(\gamma, 1n1p)$. Ее существенная роль с точки зрения достоверности определения множественности нейтронов обусловлена тем, что энергия возбуждения исследуемого ядра в двухнуклонной реакции $(\gamma, 1n1p)$ делится между нейтроном и протоном приблизительно так же, как в также двухнуклонной реакции $(\gamma, 2n)$, в результате чего энергии нейтронов, образующихся в таких реакциях, могут быть весьма близки. То, что в случае реакции $(\gamma, 1n1p)$ множественность равна 1, а в случае реакции $(\gamma, 2n)$ — 2, существенно осложняет процедуру разделения нейтронов между такими реакциями и делает ее неоднозначной. Значительное количество нейтронов малых энергий, образующихся в реакции $(\gamma, 1n1p)$, интерпретируется как образующиеся в реакции $(\gamma, 2n)$. Таким образом, сечение $\sigma(\gamma, 1n)$, представляющее собой в действительности сумму $\sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 1n1p)$, недостоверно занижается, а сечение $\sigma(\gamma, 2n)$, напротив, столь же недостоверно завышается. Было показано, что систематические погрешности такого рода проявляются и в случаях некоторых других относительно легких ядер, например ^{51}V , $^{58,60}\text{Ni}$ [29–31, 40].

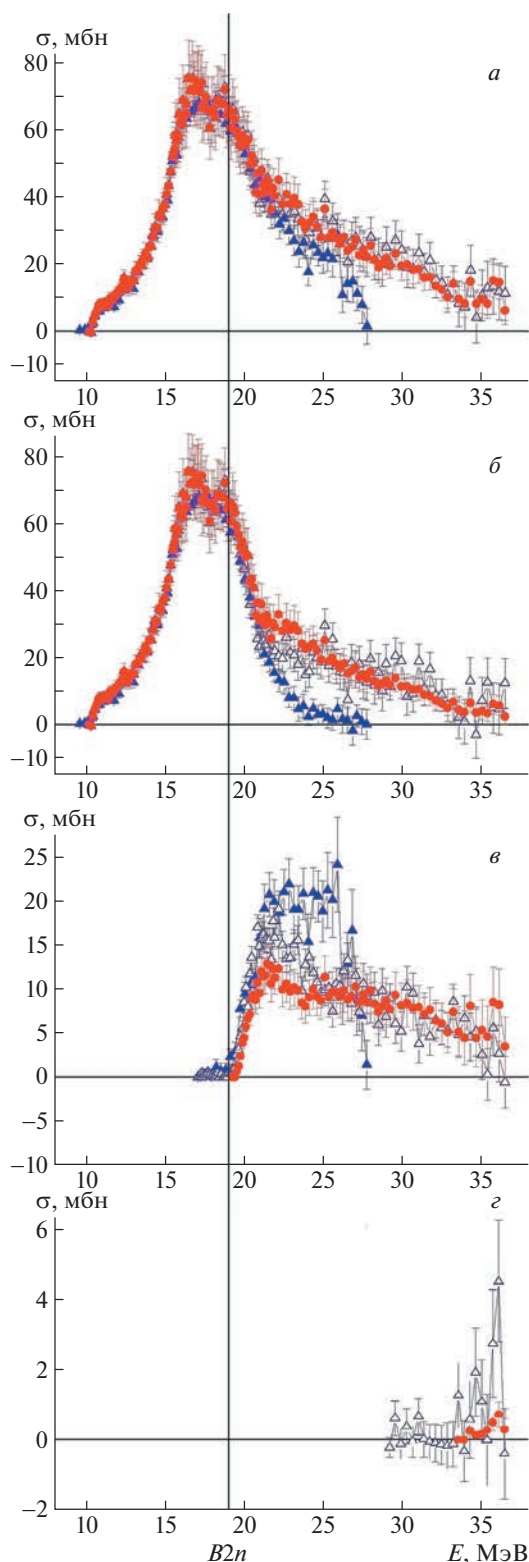


Рис. 1. Сравнение оцененных ([23] — кружки) и экспериментальных ([37] — заполненные треугольники, [38] — пустые треугольники) сечений полных и парциальных фотонейтронных реакций на ядре ^{59}Co : а — $\sigma(\gamma, sn)$, б — $\sigma(\gamma, 1n)$, в — $\sigma(\gamma, 2n)$, г — $\sigma(\gamma, 3n)$.

5. ОЦЕНКА СЕЧЕНИЙ ПАРЦИАЛЬНЫХ РЕАКЦИЙ НА ЯДРЕ ^{59}Co ПО ДАННЫМ ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА ПУЧКАХ ТОРМОЗНОГО γ -ИЗЛУЧЕНИЯ

Как отмечалось ранее, в экспериментах этого типа сечения парциальных реакций определяются альтернативным способом, основанным на данных по сечению выхода нейтронов. Поскольку и экспериментально-теоретический метод оценки сечений парциальных реакций, удовлетворяющих физическим критериям достоверности, также основывается на использовании экспериментального сечения выхода нейтронов, сравнение новых оцененных данных с полученными ранее путем внесения в это сечение поправок, рассчитанных по статистической теории, представляет большой интерес.

В настоящей работе рассматриваются сечения выхода нейтронов $\sigma(\gamma, xn)$ для ядра ^{59}Co , полученные в трех экспериментах на пучках тормозного γ -излучения [41–43], которые приведены на рис. 2. Следует отметить, что результаты [41, 43] получены в одной лаборатории в разное время при использовании несколько различных методов измерения выхода реакции и методов развертки сечения реакции из ее выхода. В эксперименте [41] для решения задачи (2) использовался метод Пенфолда–Лейсса с шагом обработки 1 МэВ, тогда как в эксперименте [43] — метод наименьшей структуры Кука. На рис. 2 представлено также и сечение реакции $^{59}\text{Co}(\gamma, xn)$, полученное в эксперименте на пучке квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов [38]. Приведенные в табл. 2 данные о соответствующих интегральных сечениях свидетельствуют о том, что рассматриваемые сечения $\sigma(\gamma, xn)$ заметно различаются в обеих указанных областях энергий налетающих фотонов, причем весьма характерным образом:

- наилучшим образом с теоретическим сечением [10, 11] согласуется сечение, полученное на пучке квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов [38] (соответственно 559.45 и 513.19 МэВ мбн, рассчитанные до энергии фотонов $E^{\text{инт}} = 22.0$ МэВ, и 772.90 и 727.62 МэВ мбн, рассчитанные до $E^{\text{инт}} = 27.0$ МэВ;

- из сечений, полученных на пучках тормозного γ -излучения, с теоретическим сечением наилучшим образом согласуется сечение из эксперимента [42] (соответственно 559.45 и 567.38 МэВ мбн, рассчитанные до $E^{\text{инт}} = 22.0$ МэВ; при этом рассчитанные до $E^{\text{инт}} = 27.0$ МэВ значения существенно различаются — 772.90 и 901.74 МэВ мбн);

- сечения, полученные в одной лаборатории в экспериментах [41, 43], выполненных при использовании разных методов решения интегрального уравнения (2), существенно расходятся с теоретическим сечением, причем в разные стороны:

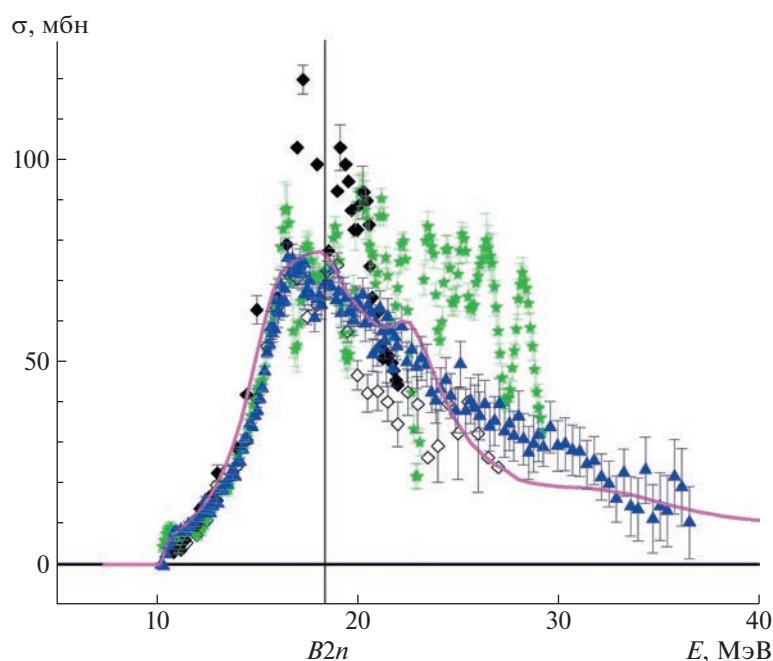


Рис. 2. Сравнение экспериментальных ([41] — пустые ромбы, [42] — звезды, [43] — заполненные ромбы, [38] — треугольники) и теоретического ([33, 34] — кривая) сечений реакции $^{59}\text{Co}(\gamma, xn)$.

Таблица 2. Центры тяжести $E^{\text{ц.т.}}$ и интегральные сечения $\sigma^{\text{инт}}$, рассчитанные по сечениям реакции $^{59}\text{Co}(\gamma, xn)$, полученным в разных экспериментах (рис. 2)

Область энергий	$E^{\text{ц.т.}}, \text{МэВ}$	$\sigma^{\text{инт}}, \text{МэВ мбн}$	$E^{\text{ц.т.}}, \text{МэВ}$	$\sigma^{\text{инт}}, \text{МэВ мбн}$
	$E^{\text{инт}} = 22.0 \text{ МэВ}$		$E^{\text{инт}} = 27.0 \text{ МэВ}$	
Эксперимент [41] (пустые ромбы)	17.58	468.76 ± 4.12	19.38	637.64 ± 9.05
Эксперимент [42] (звезды)	17.93	567.38 ± 2.50	20.41	901.74 ± 3.12
Эксперимент [43] (ромбы)	17.74	658.74 ± 2.91	17.74	658.74 ± 2.91
Эксперимент [38] (треугольники)	17.72	513.19 ± 2.32	19.63	727.62 ± 4.77
Теория [10, 11] (линия)	17.48	559.45 ± 7.92	19.25	772.90 ± 8.40

сечение, полученное при использовании метода Пенфолда—Лейсса [41], оказалось существенно меньше теоретического сечения в обеих областях энергий фотонов (468.76 – 559.45 и 637.64 – 772.90 МэВ мбн), тогда как сечение, полученное при использовании метода наименьшей структуры [43] — существенно больше теоретического сечения (658.74 – 559.45 МэВ мбн); отмеченные выше расхождения и расхождение данных экспериментов [41, 43] между собой на 40.5% ($(658.74 - 468.76)/468.76$) вызывают серьезные сомнения в достоверности обоих сечений.

В экспериментах [41–43] для получения информации о сечениях парциальных реакций были использованы поправки к сечению выхода $\sigma(\gamma, xn)$

на множественность нейтронов, рассчитанные по статистической теории [32], применение которых было кратко описано выше. Такие поправки позволяют на основе данных для $\sigma(\gamma, xn)$ получить данные о сечении $\sigma(\gamma, 2n)$.

По результатам экспериментов [41, 43] сечения $\sigma(\gamma, 2n)$ были опубликованы вместе с $\sigma(\gamma, xn)$, что с использованием простой разностной процедуры позволяет получить и сечения $\sigma(\gamma, 1n)$:

$$\sigma(\gamma, 1n) = \sigma(\gamma, xn) - 2\sigma(\gamma, 2n). \quad (10)$$

По результатам эксперимента [42] вместе с $\sigma(\gamma, sn)$ приведено $\sigma(\gamma, 1n)$, с помощью которых с использованием разностных процедур также могут

быть получены все необходимые для проведения оценки данные по сечениям $\sigma(\gamma, 2n)$ и $\sigma(\gamma, xn)$:

$$\sigma(\gamma, 2n) = \sigma(\gamma, sn) - \sigma(\gamma, 1n), \quad (11)$$

$$\sigma(\gamma, xn) = \sigma(\gamma, sn) + \sigma(\gamma, 2n). \quad (12)$$

Таким образом, в соответствии с положениями экспериментально-теоретического метода оценки сечений парциальных реакций, описанного выше, для рассматриваемых экспериментов [41–43] могут быть получены отношения $F_i^{\text{эксп}}$ (9) — основные физические критерии достоверности данных.

Эти отношения, рассчитанные по данным обсуждаемых экспериментов [41–43] вместе с соответствующими данными эксперимента [38], полученными на пучке квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов, и теоретическими отношениями $F_i^{\text{теор}}$ [33, 34] представлены на рис. 3. Для всех трех экспериментов на пучках тормозного γ -излучения [41–43] отношения $F_{1,2}^{\text{эксп}}$ отличаются не только от соответствующих отношений $F_{1,2}^{\text{теор}}$, но и от $F_{1,2}^{\text{эксп}}$, полученных по данным эксперимента [38]. Для всех трех обсуждаемых экспериментов [41–43] отношения $F_2^{\text{эксп}}$ существенно превышают $F_2^{\text{теор}}$. При этом отношения $F_1^{\text{эксп}}$ [41, 42] оказываются существенно меньшими по сравнению с $F_1^{\text{теор}}$, тогда как отношения $F_1^{\text{эксп}}$ [43] — несколько большими по сравнению с $F_1^{\text{теор}}$. В связи с тем, что данные эксперимента [43] получены лишь в очень узкой области энергий налетающих фотонов, далее они рассматриваться не будут.

С использованием сечения выхода нейтронов $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$, полученного ((11), (12)) по опубликованным данным эксперимента [42], и отношений $F_i^{\text{теор}}$, полученных по результатам расчетов в КМФЯР, были получены оцененные сечения (8) реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$. Поскольку ранее было показано [23], что в процессах фоторасщепления ядра ^{59}Co существенную роль играет реакция $(\gamma, 1n1p)$, оценка была выполнена в двух вариантах — без учета

$$F_1 = \sigma(\gamma, 1n)/[\sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 1n1p) + 2\sigma(\gamma, 2n)] \quad (13)$$

и с учетом

$$F_1 = [\sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 1n1p)]/[\sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 1n1p) + 2\sigma(\gamma, 2n)] \quad (14)$$

вклада этой реакции. Оцененные такими способами сечения представлены на рис. 4 в сравнении с экспериментальными данными, а их соответствующие интегральные характеристики приведены в табл. 3.

Полученные данные свидетельствуют о том, что:

— оцененные сечения реакции $(\gamma, 2n)$ в обоих случаях естественным образом оказываются одинаковыми, поскольку для их получения использованы идентичные коэффициенты

$$F_2 = \sigma(\gamma, 2n)/[\sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 1n1p) + 2\sigma(\gamma, 2n)] \quad (15)$$

и имеют величину (139.68 МэВ мбн), приблизительно в 2 раза меньшую по сравнению с экспериментальными данными (279.62 МэВ мбн);

— сечение реакции $(\gamma, 1n)$, оцененное (13) без учета вклада реакции $(\gamma, 1n1p)$ превышает (564.92 по сравнению с 457.93 МэВ мбн) экспериментальное сечение и не позволяет воспроизвести экспериментальное значение (1017.19 МэВ мбн) сечения выхода $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$, поскольку соответствующее сумме оцененных сечений парциальных реакций интегральное сечение равно всего лишь $564.92 + [2 \times 139.68] = 844.28$ МэВ мбн;

— учет в процедуре оценки вклада (14) реакции $(\gamma, 1n1p)$ увеличивает общий вклад реакций с образованием одного нейтрона — $(\gamma, 1n) + (\gamma, 1n1p)$, на величину 168.05 (732.97–564.92) МэВ мбн, что приводит суммарную величину (1012.33 МэВ мбн) оцененного сечения $\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, xn)$ в соответствие с $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn) = 1017.19$ МэВ мбн.

Приведенные на рис. 4 и в табл. 3 данные очевидно свидетельствуют о том, что в эксперименте [42] существенное (приблизительно в 2 раза) завышение сечения реакции $(\gamma, 2n)$ и занижение сечения реакции $(\gamma, 1n)$ по сравнению с соответствующими оцененными сечениями обусловлены тем, что поправки к сечению выхода нейтронов, рассчитанные по статистической теории, с помощью которых были получены сечения парциальных реакций, не вполне правильно описывали конкуренцию реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ и не учитывали значительного вклада реакции $(\gamma, 1n1p)$.

Практически такие же выводы могут быть сделаны по результатам аналогичной оценки, выполненной с использованием экспериментального сечения выхода нейтронов [41], приведенного на рис. 2, и полученного с помощью соотношения (10) сечения реакции $(\gamma, 1n)$. Отношения $F_{12}^{\text{эксп}}$, полученные по результатам эксперимента [41], с помощью которых получены оцененные сечения, были приведены на рис. 3, а сами оцененные сечения представлены на рис. 5. Как и в случае оценки с использованием данных эксперимента [43], оценка была также выполнена в двух вариантах — без учета (13) и с учетом (14) вклада реакции $(\gamma, 1n1p)$. Соответствующие интегральные характеристики оцененных сечений приведены в табл. 4. Несмотря на то, что сечения выхода фотонейтронов $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ в экспериментах [41, 42] существенно

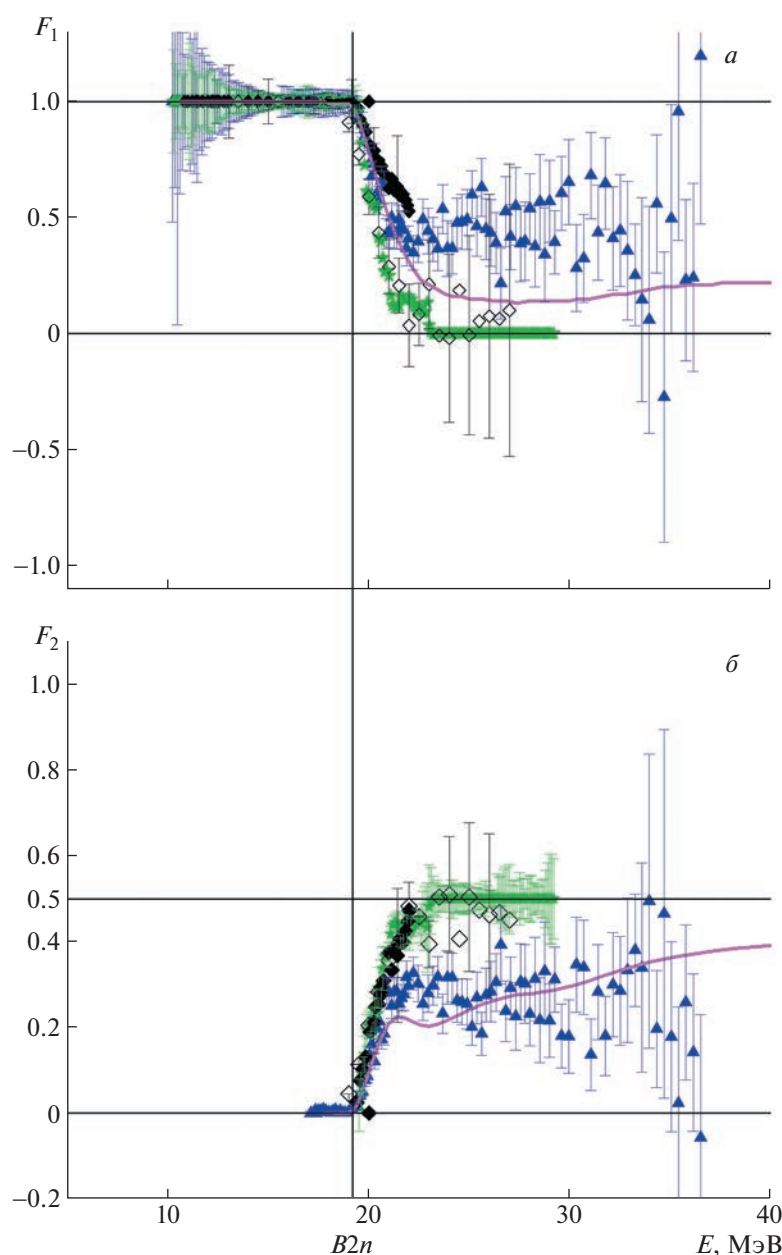


Рис. 3. Отношения F_1 (а) и F_2 (б), полученные для ядра ^{59}Co с использованием экспериментальных данных ([38] — треугольники, [41] — пустые ромбы, [42] — звезды, [43] — ромбы), в сравнении с результатами расчетов в КМФЯР ([33, 34] — кривые).

расходились между собой (рис. 2), а также с результатами эксперимента [38] и с результатами теоретических расчетов [33, 34], соотношение между сечениями реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ в эксперименте [41] оказалось принципиально таким же, каким оно является в эксперименте [42]:

- оцененное сечение реакции $(\gamma, 2n)$ имеет величину (56.02 МэВ мбн), приблизительно в 2 раза меньшую по сравнению с экспериментальными данными (113.34 МэВ мбн);

- сечение реакции $(\gamma, 1n)$, оцененное (13) без

учета вклада реакции $(\gamma, 1n1p)$, несколько превышает (456.30 МэВ мбн по сравнению с 410.96 МэВ мбн) экспериментальное сечение и так же, как в предыдущем случае, не позволяет воспроизвести экспериментальное значение (637.64 МэВ мбн) сечения выхода $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$, поскольку соответствующая вкладом оцененных сечений парциальных реакций сумма равна $456.30 + [2 \times 56.02] = 568.34$ МэВ мбн;

- учет в процедуре оценки (14) вклада реакции $(\gamma, 1n1p)$ увеличивает общий вклад реакций с об-

Таблица 3. Интегральные сечения $\sigma^{\text{инт}}$ оцененных сечений (в единицах МэВ мбн) полных и парциальных фото-нейтронных реакций на изотопе ^{59}Co , рассчитанные до энергии налетающих фотонов $E^{\text{инт}} = 30$ МэВ в сравнении с экспериментальными данными [42]

Реакция	Оцененные данные		Эксперимент [42]
	Без учета реакции ($\gamma, 1n1p$)	С учетом реакции ($\gamma, 1n1p$)	
(γ, xn)	844.28 ± 3.38	1012.33 ± 5.72	1017.19 ± 3.38
(γ, sn)	704.60 ± 5.21	872.65 ± 5.56	737.57 ± 2.24
$(\gamma, 1n) + (\gamma, 1n1p)$		732.97 ± 5.48	457.93 ± 1.19
$(\gamma, 1n)$	564.92 ± 5.03	564.92 ± 5.03	
$(\gamma, 2n)$	139.68 ± 1.37	139.68 ± 1.37	279.62 ± 2.53

разованием одного нейтрона — $(\gamma, 1n) + (\gamma, 1n1p)$, на величину 68.57 МэВ мбн, что приводит величину (936.92 МэВ мбн) сечения $\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, xn)$ в соответствие с величиной экспериментального сечения $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ — 637.64 МэВ мбн.

Все сказанное делает вполне объяснимым существенное расхождение сечений реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$, определенных в экспериментах [41, 42], с результатами эксперимента [38], а также с оцененными данными, сравнение которых проводится в табл. 5. В случае эксперимента [38] оцененное сечение реакции $(\gamma, 1n)$ оказывается на 5% большим по сравнению с экспериментальным (597.5 и 568.2), тогда как оцененное сечение реакции $(\gamma, 2n)$ — большим на 28% (100.7 и 78.6). В случае эксперимента [42] эти значения равны соответ-

ственно 49% и 105%, а в случае эксперимента [41] — соответственно 28% и 102%.

По-видимому, такие соотношения обусловлены тем обстоятельством, что статистическая модель более-менее правильно описывает эмиссию нейтронов из составного ядра только при энергиях падающих фотонов до 10–15 МэВ. В некоторых исследованиях (например, [44]) говорится об области энергий фотонов, на 2–3 МэВ превышающей порог $B2n$. При более высоких энергиях, где, собственно, и происходит конкуренция парциальных реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 1n1p)$ и $(\gamma, 2n)$, статистические поправки на множественность становятся неточными, так как при таких энергиях начинают играть большую роль процессы предравновесного распада составной системы. Как показывают выполненные в настоящей работе исследования, эта неточность поправок приводит к существенному занижению вклада реакции $(\gamma, 1n)$. Дополнительным подтверждением определенных недостатков обсуждаемых поправок является и то, что в эксперименте [43] они позволили определить сечение реакции $(\gamma, 1n)$ в области энергий налетающих фотонов лишь до ~22 МэВ (рис. 4в). Это сделало недостоверной интерпретацию всей остающейся в области больших энергий части сечения выхода нейтронов как удвоенного сечения реакции $(\gamma, 2n)$. Следует отметить и то обстоятельство, что определенную погрешность в процесс использования обсуждаемых поправок для описания конкуренции нейтронных и протонных каналов вносит отсутствие учета влияния на эту конкуренцию изоспиновых эффектов, что приводит к заниженным оценкам сечений парциальных реакций с вылетом протонов, к которым, собственно, принадлежит и специально рассматриваемая в настоящей работе реакция $(\gamma, 1n1p)$. В случае ядра ^{59}Co последнее обстоятельство особенно важно,

Таблица 4. Интегральные сечения $\sigma^{\text{инт}}$ оцененных сечений (в единицах МэВ мбн) полных и парциальных фотонейтронных реакций на изотопе ^{59}Co , рассчитанные до энергии налетающих фотонов $E^{\text{инт}} = 27$ МэВ в сравнении с экспериментальными данными [41]

Реакция	Данные, оцененные с учетом реакции ($\gamma, 1n1p$)	Эксперимент [41]
(γ, xn)	636.92 ± 16.01	637.64 ± 17.49
(γ, sn)	580.89 ± 14.92	524.30 ± 9.85
$(\gamma, 1n) + (\gamma, 1n1p)$	456.30 ± 11.10	410.96 ± 10.58
$(\gamma, 1n1p)$	68.57 ± 8.13	
$(\gamma, 2n)$	56.02 ± 5.79	113.34 ± 14.45

Таблица 5. Интегральные сечения $\sigma^{\text{инт}}$ оцененных сечений (в единицах МэВ мбн) полных и парциальных фотонейтронных реакций на изотопе ^{59}Co в сравнении с результатами экспериментов [38, 41, 42], рассчитанные до энергии фотонов $E^{\text{инт}} = 27 \text{ МэВ}$

Реакция	Эксперимент [38]	Оценка [23]	Эксперимент [41]	Оценка н.р.	Эксперимент [42]	Оценка н.р.
(γ, xn)	761.3	761.3	637.64	636.92	901.74	898.42
$(\gamma, 1n) + (\gamma, 1n1p)$	568.2	597.5	410.96	456.30	457.93	682.01
$(\gamma, 2n)$	100.7	78.6	113.34	56.02	221.90	108.21

Таблица 6. Интегральные сечения $\sigma^{\text{инт}}$ оцененных сечений (в единицах МэВ мбн) полных и парциальных фотонейтронных реакций на изотопе ^{59}Co , рассчитанные до энергии налетающих фотонов $E^{\text{инт}} = 30 \text{ МэВ}$ в сравнении с экспериментальными данными [42]

Реакция	[42]	[37]	[41]	[44]	[45]	[46]
(γ, xn)	1030 ± 30	730 ± 28	660 ± 28	630 ± 25	870 ± 29	840 ± 25
(γ, sn)	740 ± 30	590 ± 28				
$(\gamma, 1n)$	450 ± 30	450 ± 28				
$(\gamma, 2n)$	290 ± 30	140 ± 28				

поскольку для него энергетический порог этой реакции $B1n1p = 17.4 \text{ МэВ}$ заметно ниже порога $B2n = 19.0 \text{ МэВ}$ реакции $(\gamma, 2n)$, а согласно результатам расчетов в КМФЯР максимум сечения реакции $(\gamma, 2n)$, расположенный при энергии 21.8 МэВ , имеет величину 13.1 мбн , тогда как максимум сечения реакции $(\gamma, 1n1p)$, расположенный при энергии 23.0 МэВ , имеет величину 21.7 мбн . Следует обратить внимание на то, что в связи со сказанным в экспериментально-теоретическом методе оценки достоверных сечений парциальных реакций [10, 11] используются результаты расчетов в КМФЯР — предравновесной модели фотоядерных реакций, основанной на плотностях ядерных уровней, рассчитанных в модели Ферми-газа, и учитывающей эффекты деформации ядра и изоспинового расщепления ГДР ядер [33, 34].

По результатам выполненных исследований следует сделать вывод о том, что экспериментальные данные по сечениям парциальных реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$, полученные в экспериментах [41, 42] на пучках тормозного γ -излучения, не соответствуют физическим критериям достоверности данных.

Дополнительно следует обратить внимание на то, что определенные претензии с точки зрения

достоверности должны быть предъявлены экспериментальному [42] сечению выхода нейтронов $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$, которое использовалось как исходное в выполненной процедуре оценки (8). Дело в том, что это сечение $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ [42] существенно отличается (рис. 2, табл. 1) не только от остальных рассмотренных в настоящей работе соответствующих сечений, но и от результатов некоторых других выполненных ранее исследований. Так, в работе [42] было проведено соответствующее сравнение данных о сечениях выхода $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$, полученных в нескольких экспериментах. Основные результаты этого сравнения приведены в табл. 6. Видно, что интегральное сечение, полученное по данным эксперимента [42], существенно превышает интегральные сечения выхода, соответствующие экспериментальным данным работ [37, 41, 45–47]. Из данных, приведенных на рис. 2, очевидно, что обсуждаемое существенное завышение интегрального сечения $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ [42] обусловлено тем, что это сечение существенно (на величину $\sim 10\text{--}20 \text{ мбн}$) превышает сечения из других экспериментов (а также и теоретическое сечение $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn)$ [33, 34]) в области энергий налетающих фотонов $\sim 21\text{--}28$. Это заставляет предположить,

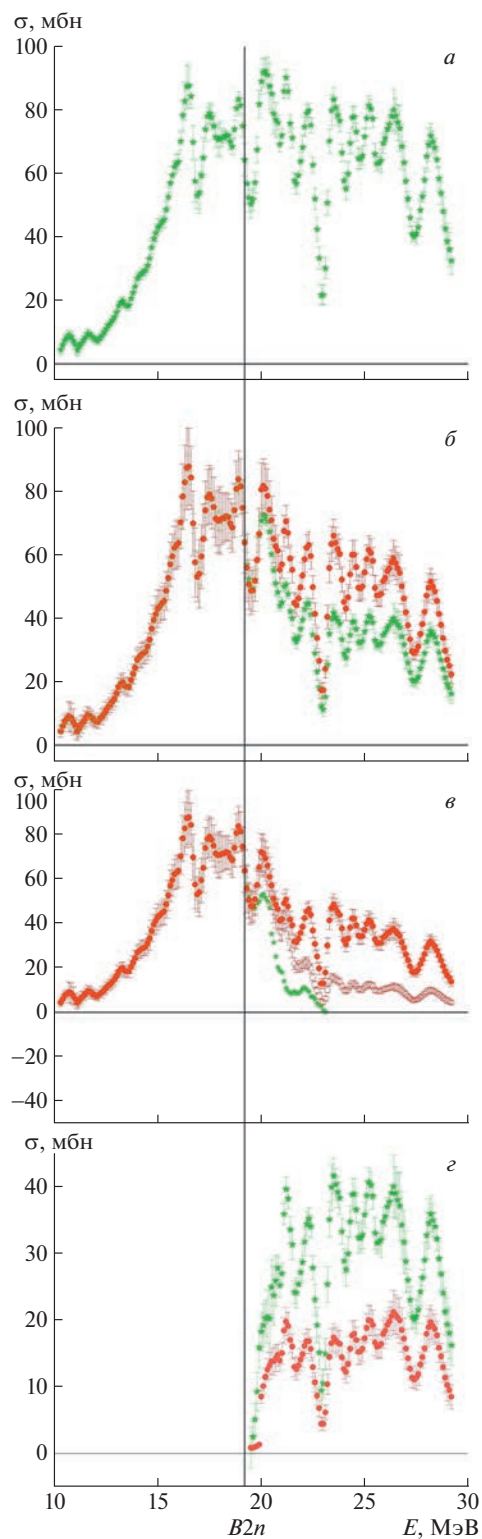


Рис. 4. Оцененные (заполненные кружки) и экспериментальные ([42] — звезды) сечения реакций на ядре ^{59}Co : *а* — $\sigma(\gamma, xn)$, *б* — $\sigma(\gamma, sn)$, *в* — $\sigma(\gamma, 1n)$, *г* — $\sigma(\gamma, 2n)$. На рис. *в* незаполненными кружками представлено сечение, оцененное без учета вклада реакции $(\gamma, 1n1p)$.

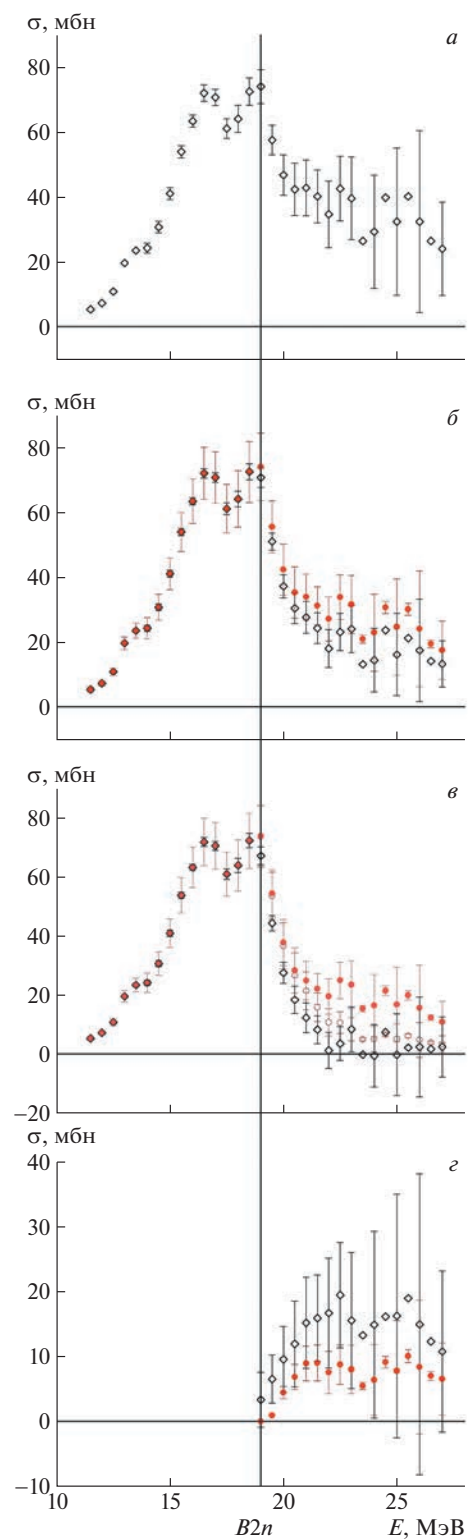


Рис. 5. Оцененные (заполненные кружки) и экспериментальные ([41] — ромбы) сечения реакций на ядре ^{59}Co : *а* — $\sigma(\gamma, xn)$, *б* — $\sigma(\gamma, sn)$, *в* — $\sigma(\gamma, 1n)$, *г* — $\sigma(\gamma, 2n)$. На рис. *в* незаполненными кружками представлено сечение, оцененное без учета вклада реакции $(\gamma, 1n1p)$.

что обсуждаемое завышение в эксперименте [42] имеет какую-то иную природу, не связанную с фоторасщеплением ядра ^{59}Co . Подобные расхождения наблюдались ранее [31, 40] при рассмотрении данных, полученных в разных экспериментах для ядер $^{58,60}\text{Ni}$. Для их объяснения было высказано предположение о том, что причины экстремально больших значений сечения, по всей видимости, являются не физическими, а техническими, обусловленными, например, примесями некоторых неидентифицированных элементов в мишени. Обсуждаемые максимальные расхождения между сечениями реакций наблюдаются в области энергий $\sim 21\text{--}28\text{ МэВ}$, т.е. на несколько МэВ выше по энергии по сравнению с максимумом сечения на ядре ^{59}Co , расположенным в области энергий $\sim 16\text{--}18\text{ МэВ}$. В этой связи по аналогии с ситуацией для ядер $^{58,60}\text{Ni}$ [31, 40] можно предположить присутствие некоторого лишнего элемента, намного более легкого по сравнению с никелем. Использование наиболее общего и широко используемого выражения для описания зависимости энергии максимума ГДР от атомного номера элемента А

$$E_{\text{ГДР-макс}} = 75 A^{-1/3} \text{ МэВ} \quad (16)$$

приводит к значениям атомного номера такого элемента $A = 16\text{--}18$, что соответствует такому “постороннему” элементу, как кислород. Косвенным подтверждением такого предположения, как и в случаях изотопов никеля, является наличие вкладов с амплитудой $\sim 10\text{--}20\text{ мбн}$ в области энергий $22\text{--}30\text{ МэВ}$ в сечениях реакций выхода для изотопов $^{16\text{--}18}\text{O}$ [1]. Это заставляет по аналогии с ситуациями для изотопов $^{58,60}\text{Ni}$ предположить, что в случае изотопа ^{59}Co реальной мишенью в эксперименте [42] мог быть не чистый кобальт, а его оксид.

Естественным следствием всего сказанного является существенное расхождение сечений обеих парциальных реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$, как и сечения полной фотонейтронной реакции (6), оцененных с помощью как сечения выхода нейтронов $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ [42] (рис. 4, табл. 3), так и с помощью сечения выхода нейтронов $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ [41] (рис. 5, табл. 4), с сечениями, оцененными ранее с использованием экспериментального сечения выхода нейтронов $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ [38] (рис. 1, табл. 5). В обоих исследованных случаях поправки к сечению выхода нейтронов, рассчитанные по статистической теории, приводят к существенно недостоверно завышенным сечениям $(\gamma, 2n)$ и, соответственно существенно заниженным сечениям реакции $(\gamma, 1n)$. Таким образом, не только сечения парциальных реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$, определенные в экспериментах [41, 42] с помощью внесения поправок,

рассчитанных по статистической теории, в экспериментальное сечение выхода $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$, но и сечение выхода [42] не являются достоверными.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполненные исследования позволяют сделать определенные выводы о достоверности сечений парциальных реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ на ядре ^{59}Co , определенных в экспериментах на пучках тормозного γ -излучения с помощью внесения в сечение реакции выхода соответствующих поправок на множественность нейтронов, рассчитанных по статистической теории [41, 42]. Установлено, что результаты обоих экспериментов не удовлетворяют физическим критериям достоверности. Это обусловлено тем обстоятельством, что использованные поправки недостоверно существенно занижают вклад реакции $(\gamma, 1n)$ и к тому же не учитывают вклад реакции $(\gamma, 1n1p)$, играющей важную роль в процессах фоторасщепления относительно легкого ядра ^{59}Co , что приводит к необоснованному недостоверному существенному завышению вклада реакции $(\gamma, 2n)$ и соответствующему занижению вклада реакции $(\gamma, 1n)$. Дополнительно показано, что данные по сечению выхода фотонейтронов $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$, полученные в эксперименте [42], существенно отличаются от результатов нескольких других экспериментов [37, 38, 41–46] по фоторасщеплению ядра ^{59}Co и результатов теоретических расчетов в КМФЯР [33, 34]. Это свидетельствует о присутствии в этом результате эксперимента [42] дополнительных систематических погрешностей, не связанных с недостатками метода разделения фотонейтронов по множественности, а обусловленных погрешностями иного типа, по-видимому — технических. Обсуждаемые данные экспериментов [41, 42] не являются достоверными и не должны быть рекомендованы для использования в исследованиях и приложениях.

Работа выполнена в Отделе электромагнитных процессов и взаимодействий атомных ядер Научно-исследовательского института ядерной физики имени Д.В. Скобельцына Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. S. S. Dietrich and B. L. Berman, At. Data Nucl. Data Tables **38**, 199 (1988).
2. B. L. Berman and S. C. Fultz, Rev. Mod. Phys. **47**, 713 (1975).
3. Nuclear Data Section Experimental Nuclear Reaction Data (EXFOR), IAEA, <http://www-nds.iaea.org/exfor>

4. Database CSISRS and EXFOR, Nuclear Reaction Experimental Data, USA National Nuclear Data Center, <http://www.nndc.bnl.gov/exfor00.htm>
5. База данных по ядерным реакциям (EXFOR), Центр данных фотоядерных экспериментов НИИЯФ МГУ, <http://cdfc.sinp.msu.ru/exfor/index.php>
6. A. V. Varlamov, V. V. Varlamov, D. S. Rudenko, and M. E. Stepanov, INDC(NDS)-394, IAEA NDS (Vienna, Austria, 1999).
7. V. V. Varlamov, N. G. Efimkin, B. S. Ishkhanov, and V. V. Sapunenko, INDC(CCP)-393, IAEA NDS (Vienna, Austria, 1994).
8. V. V. Varlamov and B. S. Ishkhanov, INDC(CCP)-433, IAEA NDS (Vienna, Austria, 2002).
9. В. В. Варламов, Н. Н. Песков, Д. С. Руденко, М. Е. Степанов, ВАНТ. Сер.: Ядерные константы **1–2**, 48 (2003).
10. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, В. А. Четверткова, Изв. РАН. Сер. физ. **74**, 875 (2010) [Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **74**, 833 (2010)].
11. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, С. Ю. Трошиев, Изв. РАН. Сер. физ. **74**, 884 (2010) [Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **74**, 842 (2010)].
12. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, ЯФ **75**, 1414 (2012) [Phys. At. Nucl. **75**, 1339 (2012)].
13. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, Н. Н. Песков, М. Е. Степанов, ЯФ **76**, 1484 (2013) [Phys. At. Nucl. **76**, 1403 (2013)].
14. В. В. Варламов, В. Н. Орлин, Н. Н. Песков, М. Е. Степанов, Изв. РАН. Сер. физ. **77**, 433 (2013) [Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **77**, 388 (2013)].
15. V. V. Varlamov, B. S. Ishkhanov, V. N. Orlin, and K. A. Stopani, Eur. Phys. J. A **50**, 114 (2014).
16. В. В. Варламов, М. А. Макаров, Н. Н. Песков, М. Е. Степанов, ЯФ **78**, 678 (2015) [Phys. At. Nucl. **78**, 634 (2015)].
17. В. В. Варламов, М. А. Макаров, Н. Н. Песков, М. Е. Степанов, ЯФ **78**, 797 (2015) [Phys. At. Nucl. **78**, 746 (2015)].
18. S. S. Belyshev, D. M. Filipescu, I. Gheorghe, B. S. Ishkhanov, V. V. Khankin, A. S. Kurilik, A. A. Kuznetsov, V. N. Orlin, N. N. Peskov, K. A. Stopani, O. Tesileanu, and V. V. Varlamov, Eur. Phys. J. A **51**, 67 (2015).
19. В. В. Варламов, А. И. Давыдов, М. А. Макаров, В. Н. Орлин, Н. Н. Песков, Изв. РАН. Сер. физ. **80**, 351 (2016) [Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **80**, 317 (2016)].
20. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, Н. Н. Песков, М. Е. Степанов, ЯФ **79**, 315 (2016) [Phys. At. Nucl. **79**, 501 (2016)].
21. V. V. Varlamov, B. S. Ishkhanov, and V. N. Orlin, Phys. Rev. C **95**, 054607 (2017).
22. V. V. Varlamov, B. S. Ishkhanov, and V. N. Orlin, Phys. Rev. C **96**, 044606 (2017).
23. V. V. Varlamov, A. I. Davydov, and B. S. Ishkhanov, Eur. Phys. J. A **53**, 180 (2017).
24. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, ЯФ **80**, 632 (2017) [Phys. At. Nucl. **80**, 1106 (2017)].
25. В. В. Варламов, В. Н. Орлин, Н. Н. Песков, Изв. РАН. Сер. физ. **81**, 744 (2017) [Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **81**, 670 (2017)].
26. V. V. Varlamov, A. I. Davydov, B. S. Ishkhanov, and V. N. Orlin, Eur. Phys. J. A **54**, 74 (2018).
27. V. Varlamov, A. Davydov, V. Kaidarova, and V. Orlin, Phys. Rev. C **99**, 024608 (2019).
28. V. V. Varlamov, A. I. Davydov, and V. N. Orlin, Amer. J. Phys. Appl. **8**, 64 (2020).
29. В. В. Варламов, А. И. Давыдов, В. Н. Орлин, ЯФ **84**, 278 (2021) [Phys. At. Nucl. **84**, 389 (2021)].
30. V. V. Varlamov, A. I. Davydov, and V. N. Orlin, Eur. Phys. J. A **58**, 123 (2022).
31. В. В. Варламов, А. И. Давыдов, В. Н. Орлин, ЯФ **85**, 237 (2022) [Phys. At. Nucl. **85**, 316 (2022)].
32. J. M. Blatt and V. F. Weisskopf, *Theoretical Nuclear Physics* (John Wiley & Sons, New York, 1952).
33. Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, ЭЧАЯ **38**, 460 (2007) [Phys. Part. Nucl. **38**, 232 (2007)].
34. Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, ЯФ **71**, 517 (2008) [Phys. At. Nucl. **71**, 493 (2008)].
35. E. Wolyneec, A. R. V. Martinez, P. Gouffon, Y. Miyao, V. A. Serrao, and M. N. Martins, Phys. Rev. **29**, 1137 (1984).
36. E. Wolyneec and M. N. Martins, Rev. Brasil. Fis. **17**, 56 (1987).
37. S. C. Fultz, R. L. Bramblett, J. T. Caldwell, N. E. Hansen, and C. P. Jupiter, Phys. Rev. **128**, 2245 (1962).
38. R. A. Alvarez, B. L. Berman, D. D. Faul, F. H. Lewis, and P. Meyer, Phys. Rev. C **20**, 128 (1979).
39. B. L. Berman, J. T. Caldwell, R. R. Harvey, M. A. Kelly, R. L. Bramblett, and S. C. Fultz, Phys. Rev. **162**, 1098 (1967).
40. В. В. Варламов, А. И. Давыдов, В. Н. Орлин, ЯФ **85**, 316 (2022) [Phys. At. Nucl. **85**, 411 (2022)].
41. G. Baciuc, G. C. Bonazzola, B. Minetti, C. Molino, L. Pasqualini, and G. Piragino, Nucl. Phys. **67**, 178 (1965).
42. Б. И. Горячев, Б. С. Ишханов, И. М. Капитонов, И. М. Пискарев, В. Г. Шевченко, О. П. Шевченко, Изв. РАН. Сер. физ. **33**, 1736 (1969) [Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **33**, 1588 (1969)].
43. G. Baciuc, D. Catana, C. Deberth, C. Iliescu, and B. Carstoiu, Nucl. Phys. **167**, 177 (1971).
44. R. L. Bergere, H. Beil, and A. Veyssiere, Nucl. Phys. A **121**, 463 (1968).
45. B. Nathans and J. Halpern, Phys. Rev. **93**, 437 (1954).
46. Е. Б. Бажанов, А. П. Комар, А. В. Куликов, ЖЭТФ **46**, 1497 (1964) [Sov. Phys. JETP **19**, 1014 (1964)].
47. P. A. Flournoy, R. S. Tickle, and W. D. Whitehead, Phys. Rev. **120**, 1424 (1960).

CROSS SECTIONS OF PARTIAL PHOTONEUTRON REACTIONS ON ^{59}Co IN EXPERIMENTS WITH BREMSSTRAHLUNG

V. V. Varlamov¹⁾, A. I. Davydov²⁾, I. A. Mostakov²⁾, V. N. Orlin¹⁾

¹⁾ Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics of Lomonosov Moscow State University, Russia

²⁾ Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Russia

The reliability of data on $(\gamma, 1n)$ and $(\gamma, 2n)$ reactions on ^{59}Co from several experiments carried out using beams of bremsstrahlung was investigated using the experimental–theoretical method of evaluation of photoneutron partial reaction cross sections based on objective physical criteria. It was found out that partial reaction cross sections obtained using the corrections to the neutron yield cross section $\sigma(\gamma, xn) = \sigma(\gamma, 1n) + 2\sigma(\gamma, 2n)$ calculated via statistical theory do not satisfy physical criteria of reliability. In experiments under discussion the $(\gamma, 1n)$ reaction cross sections were significantly unreliably underestimated, but the $(\gamma, 2n)$ reaction cross sections — vice versa overestimated. Evidently this is because of some shortcomings of the method used for obtaining the information on partial reaction cross sections with the aid of corrections calculated via statistical theory.

ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ И ПАРАМЕТРИЗАЦИЯ СЕЧЕНИЙ ДЕЛЕНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР НУКЛОНАМИ В ОБЛАСТИ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ И ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

© 2023 г. В. И. Юревич^{1)*}

Поступила в редакцию 24.03.2023 г.; после доработки 24.03.2023 г.; принята к публикации 01.04.2023 г.

Разработан новый метод описания и параметризации сечений деления тяжелых ядер нейтронами и протонами в области энергий выше 100 МэВ. Выражение для параметризации получено на основе феноменологического представления о различных модах распада высоковозбужденных ядер, образующихся после первой быстрой стадии нуклон-ядерного взаимодействия. Развитый метод хорошо воспроизводит энергетическую зависимость сечений деления, предсказывая их слабую зависимость от энергии и типа нуклона в области высоких энергий.

DOI: 10.31857/S0044002723050458, EDN: IFIZGU

1. ВВЕДЕНИЕ

Развитие современных ядерных технологий на основе ускорителей имеет ряд важных приложений, например, создание систем на основе сильноточных ускорителей для производства энергии и трансмутации радиоактивных отходов [1–4], мощных источников нейтронов расщепления [5], а также для получения пучков радиоактивных ядер для исследования ядерных структур вдали от стабильности [6, 7]. Для всех этих приложений существует большая потребность в точных ядерных данных в области промежуточных и высоких энергий, включая сечения деления тяжелых ядер нуклонами высоких энергий с погрешностью, не превышающей 10%.

Несмотря на длительную историю изучения процесса деления ядер, существует довольно ограниченный набор экспериментальных данных по сечениям деления различных тяжелых ядер, актинидов и преактинидов высокоэнергетическими нейтронами и протонами. Кроме того, в ряде случаев наблюдается значительный разброс результатов различных измерений. Это приводит к большой неопределенности величин сечений деления, значительно превышающей требуемую величину погрешности.

В последнюю четверть века значительные усилия были затрачены на создание баз экспериментальных данных в области энергий выше 20 МэВ и файлов рекомендованных данных на основе оценки

результатов, полученных в различных измерениях. В том числе были выполнены оценки данных по сечениям деления в области промежуточных энергий [8–10]. Результаты по сечениям деления протонами, полученные до 2001 г., были обобщены Прокофьевым, предложившим также метод их параметризации [11]. В то же время за последние годы был выполнен ряд новых измерений сечений деления различных тяжелых ядер. Основные результаты были получены в традиционной прямой кинематике с нейтронами в лабораториях TSL, ПИЯФ, LANL, CERN (n_TOF) и протонами в TSL, ПИЯФ, ОИЯИ, а также в обратной кинематике с протонами в GSI. Эти эксперименты существенно расширили набор экспериментальных результатов по сечениям деления, которые представлены, например, в базе данных EXFOR [12]. В то же время следует отметить, что для многих реакций деления данных по-прежнему крайне мало, и особенно это относится к области энергий выше 1 ГэВ.

Одновременно с экспериментальным изучением деления ядер значительные успехи были достигнуты в развитии теоретических моделей и создании на их базе компьютерных кодов для расчетов сечений деления тяжелых ядер высокоэнергетическими нуклонами. Современный статус теоретических и экспериментальных работ и полученных результатов представлен в обзорах [13, 14]. Здесь важно отметить, что, несмотря на значительный прогресс в теоретическом изучении процесса деления ядер в этом диапазоне энергий, теоретические модели пока не могут обеспечить требуемой точности и необходимо их дальнейшее развитие. Основные трудности теоретических расчетов связаны со слож-

¹⁾Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

*E-mail: yurevich@jinr.ru

ным механизмом взаимодействий высокоэнергетических нуклонов с ядрами, приводящим к образованию высоковозбужденной ядерной системы с различными конкурирующими модами распада.

Другой альтернативный путь оценки сечений деления связан с разработкой методов описания и параметризации экспериментальных результатов с помощью аналитических выражений [11, 15–18]. Этот подход удобен для создания быстрых кодов и выполнения расчетов в различных приложениях. Однако пока не существует метода параметризации, способного воспроизвести данные по сечению деления в области промежуточных и высоких энергий с требуемой точностью.

Целью настоящей работы является разработка нового метода описания и параметризации сечений деления актинидных и преактинидных ядер в широком диапазоне энергий налетающих нуклонов выше 100 МэВ. Вывод аналитического выражения для параметризации сечений деления основан на учете различных конкурирующих процессов распада возбужденного ядерного остатка, образующегося на первой быстрой фазе нуклон-ядерного взаимодействия.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

В настоящее время набор экспериментальных данных по сечениям деления, вызванного нуклонами промежуточных и высоких энергий, остается очень ограниченным. Например, для деления нейтронами не существует измерений в области энергий выше 1 ГэВ.

В последнее десятилетие на основе имеющихся экспериментальных данных по делению нейтронами были выполнены оценки сечений деления $^{209}\text{Bi}(n, f)$, $^{235}\text{U}(n, f)$, $^{238}\text{U}(n, f)$ и $^{239}\text{Pu}(n, f)$, которые были предложены в качестве новых нейтронных стандартов в диапазоне энергий до 200 МэВ [8], а сечения деления $^{209}\text{Bi}(n, f)$, $^{235}\text{U}(n, f)$ и $^{238}\text{U}(n, f)$ — в качестве рекомендованных данных в интервале энергий от 200 до 1000 МэВ [9]. В настоящей работе эти данные, имеющие наименьшую погрешность, использовались для проверки предлагаемого подхода и настройки значений параметров аналитического выражения. Для других ядер актинидов ^{232}Th и ^{237}Np использовались результаты измерений, выполненных с использованием источников нейтронов расщепления в LANL [19, 20], ПИЯФ [21] и CERN [22, 23]. Для ядер легче висмута измерения в области энергий нейтронов выше 200 МэВ отсутствуют.

Для реакций деления протонами апробация развитого метода проводилась с использованием файла оцененных данных JENDL/HE [10], параметризации [11] в области энергий ниже 200 МэВ и

совокупности имеющихся непротиворечивых экспериментальных результатов.

Используемые в настоящей работе данные по сечениям деления нейтронами и протонами представлены в табл. 1 с разделением на три энергетические области — до 200 МэВ, от 200 до 1000 МэВ и выше 1000 МэВ.

Следует отметить, что в области высоких энергий для прецизионного измерения сечений деления на фоне ядерных фрагментов от других процессов распада важно проводить регистрацию обоих осколков в каждом акте деления. В большинстве экспериментов детектировался только один из осколков деления, что не позволяло надежно регистрировать процесс деления. Возможно, с этим связан наблюдаемый большой разброс между данными разных авторов, который превышает представленные ошибки.

В измерениях, выполненных в обратной кинематике с помощью спектрометра FRS в GSI [29, 35, 39–41], сечения деления получались путем интегрирования выходов различных изотопов деления с вычитанием фонового вклада, что первоначально, в случае регистрации только одного осколка деления, давало довольно большую методическую погрешность. В новой серии измерений на модернизированной установке с регистрацией уже обоих осколков удалось уменьшить погрешность до уровня ~6%. Необходимо отметить, что этот метод получения сечений деления является более сложным по сравнению с прямыми измерениями, выполненными в LANL, CERN и ПИЯФ. По-видимому, имеющееся расхождение результатов для сечения деления ^{208}Pb протонами, полученных в ПИЯФ [36] и GSI [39–41], связано с неучтенными методическими погрешностями.

3. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ НУКЛОНОВ С ЯДРАМИ И ВЕРОЯТНОСТЬ ДЕЛЕНИЯ

Детальное теоретическое описание сечений деления ядер актинидов в области ниже 200 МэВ было развито в работах [52, 53]. Здесь имеется два основных конкурирующих процесса — реакция деления, имеющая ассиметричную и симметричную моды, и эмиссия нейтронов, которые протекают с вероятностью P_f и $(1 - P_f)$ соответственно. Эмиссия легких заряженных частиц понижает заряд ядра, что приводит к значительному уменьшению вероятности деления. Поэтому вклад таких каналов в деление мал. В этом диапазоне энергий взаимодействие протекает через образование составного ядра с максимальной энергией возбуждения ~200 МэВ. Каскадная эмиссия нейтронов снижает энергию возбуждения остаточного ядра, но одновременно

Таблица 1. Данные по сечениям деления нейтронами и протонами, использованные в настоящей работе

Ядро	Область энергий		
	$E < 200$ МэВ	200–1000 МэВ	$E > 1000$ МэВ
Сечения деления нейтронами			
^{209}Bi	[8] ^a	[9] ^a	
^{232}Th	[19, 21, 22]	[19, 22]	
$^{235,238}\text{U}$	[8] ^a	[9] ^a	
^{237}Np	[19–21, 23]	[19, 23]	
^{239}Pu	[8] ^a		
Сечения деления протонами			
^{181}Ta	[24, 25]	[26–29]	
^{197}Au	[24, 30–32], [11] ^b	[26, 27, 33–36]	[33, 34, 37, 38]
$^{206–208}\text{Pb}$	[18, 24], [10] ^a , [11] ^b	[27, 33, 36, 39–41]	[33, 37, 42]
^{209}Bi	[24], [10] ^a , [11] ^b	[26, 27, 33, 34, 43]	[33, 34, 37, 44]
^{232}Th	[11] ^b	[27, 43, 45]	[44, 46, 47]
$^{233–238}\text{U}$	[10] ^a , [11] ^b	[27, 33, 34, 40, 42, 43, 48–50]	[33, 34, 37, 42, 44, 47]
^{237}Np	[10] ^a , [11] ^b	[43, 51]	[44]
^{239}Pu	[11] ^b	[43]	

^a — оценка экспериментальных данных.^b — параметризация Прокофьева.

происходит увеличение параметра делимости по сравнению с параметром делимости ядра-мишени.

Взаимодействие протонов высоких энергий с тяжелыми ядрами является эффективным способом получения горячих ядер и используется в экспериментах по изучению свойств ядерной материи в экстремальных условиях [54–58]. В области энергий выше 100 МэВ длина волны нуклона уменьшается с 2.7 до 0.7 фм при 1000 МэВ, что соответствует переходу от взаимодействия с ядром как целым с образованием составного ядра к другому механизму передачи энергии ядру-мишени через внутриядерный каскад. Последний механизм передачи энергии имеет несколько стадий и начинается с первичных нуклон-нуклонных столкновений вдоль траектории налетающего нуклона с рождением барионных резонансов и мезонов (главным образом Δ , N^* и π -мезонов). При этом на быстрой стадии взаимодействия, которая длится ~ 30 фм/с (10^{-22} с) [58], часть энергии налетающего нуклона уносится лидирующими частицами, другая часть покидает ядро путем эмиссии быстрых нейтронов и легких заряженных частиц (LCP), а оставшаяся доля идет на формирование высоковозбужденного ядерного остатка. Эта фаза реакции сопровождается испусканием лишь нескольких нейтронов

и заряженных частиц, что приводит к небольшой потере заряда и массы остаточного ядра.

Во второй фазе реакции происходит процесс девозбуждения ядерного остатка путем его распада по одному из нескольких возможных каналов, конкурирующих друг с другом. Эксперименты, в которых изучалось распределение выхода вторичных ядерных фрагментов, показали, что оно наиболее сильно претерпевает изменение в области промежуточных энергий с повышением энергии от 100 до 3000 МэВ [59–62]. В области энергий, где максимальная энергия возбуждения ядра превышает $\epsilon^* \sim 1$ МэВ/нуклон, начинает постепенно нарастать вклад от процесса расщепления ядра с испусканием нейтронов и LCPs с образованием тяжелого ядерного остатка, не способного к дальнейшему распаду через деление. При дальнейшем повышении энергии увеличивается выход фрагментов промежуточной массы (IMF) с $Z \geq 3$, что приводит к уширению массовых и зарядовых распределений остаточных ядер. В диапазоне энергий выше нескольких ГэВ большая часть центральных нуклон-ядерных столкновений приводит к образованию горячих ядер с энергией возбуждения $\epsilon^* > 2$ МэВ/нуклон [54, 58]. В таких событиях температура ядра-остатка перестает за-

висеть от энергии возбуждения, так как энергия расходуется на разрушение межнуклонных связей. Этот процесс обычно интерпретируют как фазовый переход “жидкость—газ” [63–65]. Образующийся высоковозбужденный ядерный остаток имеет пониженную плотность и перестает быть устойчивым к дальнейшему расширению под действием тепловой энергии и кулоновских сил [58]. И в некоторый момент (freeze-out), характеризуемый температурой $T \approx 4.5\text{--}5$ МэВ, происходит распад системы на свободные нуклоны и ядерные фрагменты (явление мультифрагментации) [66–69]. Такой распад происходит за время $\sim 60\text{--}80$ фм/с, что значительно меньше времени, необходимого для распада по каналу деления [70].

Таким образом, в области высоких энергий распад через деление происходит с наибольшей вероятностью в периферических нуклон-ядерных столкновениях, когда образовавшаяся после первой фазы взаимодействия ядерная система имеет плотность, близкую к плотности нормального ядра, и может эволюционировать путем снятия возбуждения через испарение нейтронов и деление. Этот вывод подтверждается результатами эксперимента [54], в котором изучалась вероятность деления ядер ^{238}U в зависимости от центральности столкновений при энергиях налетающих протонов 475 МэВ и 2 ГэВ и ядер ^3He с энергией 2 ГэВ. При вносимой энергии 475 МэВ вероятность деления составляет 95% для широкого диапазона центральности столкновений, а при увеличении энергии до 2 ГэВ вероятность деления уменьшается с центральностью более чем в 2 раза от ~ 95 до $\sim 42\%$. Другим доказательством, следующим из анализа экспериментальных данных для актинидов в области энергий выше 1 ГэВ, является уменьшение вероятности деления с увеличением энергии снаряда. Например, для реакции $p + ^{238}\text{U}$ вероятность деления падает с увеличением энергии примерно в 2 раза. Это означает, что в этой области энергий существенная доля неупругого сечения приходится на другой механизм распада, канал фрагментации. Для преактинидных ядер это приводит к замедлению возрастания вероятности деления и ее насыщению с увеличением энергии налетающих нуклонов.

В области энергий выше 10 ГэВ наблюдается насыщение передаваемой энергии ядру-остатку [68, 71]. Это соответствует переходу в режим “предельной фрагментации”, который характеризуется постоянством сечений неупругого взаимодействия и образования ядерных фрагментов, а также универсальностью массового и зарядового распределений ядерных фрагментов [72–74]. Следует отметить, что в этой области энергий средняя множественность испускаемых нейтронов также стремится к насыщению. Например, для реакции $p + \text{Pb}$ она стремится к значению 35 нейтронов на

взаимодействие [75], которое остается неизменным даже при сверхвысоких энергиях коллайдера LHC [76–78].

Основываясь на описанной выше феноменологической картине нуклон-ядерного взаимодействия и вероятности процесса деления ядра-остатка, выражение для сечения деления можно записать как

$$\sigma_f = P_f (\sigma_{\text{in}} - \sigma_{\text{fr}}), \quad (1)$$

где σ_{in} и σ_{fr} — неупругое сечение и сечение фрагментации соответственно.

В настоящей работе эта формула используется для вывода основного аналитического выражения для параметризации сечений деления тяжелых ядер высокоэнергетическими нуклонами. При этом предполагается, что все члены этого выражения могут быть представлены в виде произведения двух величин, первая из которых зависит от параметров ядра мишени, а вторая — описывает энергетическую зависимость. При этом все функции, описывающие энергетическую зависимость, стремятся с повышением энергии к предельному значению, равному единице, что отражает насыщение величин сечений и вероятности деления в области высоких энергий.

4. СЕЧЕНИЕ НЕУПРУГОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Для оценки сечения деления требуется знание сечения неупругого нуклон-ядерного взаимодействия σ_{in} . Следует отметить, что база экспериментальных данных по сечению неупругого взаимодействия для различных тяжелых ядер весьма бедна в рассматриваемой области энергий налетающих нуклонов. В то же время имеющиеся данные свидетельствуют о малом различии значений сечения для нейтронов и протонов с одинаковой энергией [79].

В настоящее время предложено несколько различных методов параметризации сечений неупругого взаимодействия [79–85]. Сравнение предсказаний этих методов для реакции $p + \text{Pb}$ показано на рис. 1. Хорошо видно, что существует большое расхождение между результатами в области ниже 200 МэВ, но это расхождение значительно уменьшается в области выше 1 ГэВ, где сечение имеет постоянное значение, не зависящее от энергии протонов.

В настоящей работе для обоих типов нуклонов используется выражение, предложенное Letaw et al. [80],

$$\sigma_{\text{in}} = \sigma_{\text{in}}(A_T) F_{\text{in}}(E), \quad (2)$$

$$\sigma_{\text{in}}(A_T) = 45 A_T^{0.7} [1 + 0.016 \times \sin(5.3 - 2.63 \ln A_T)], \quad (3)$$

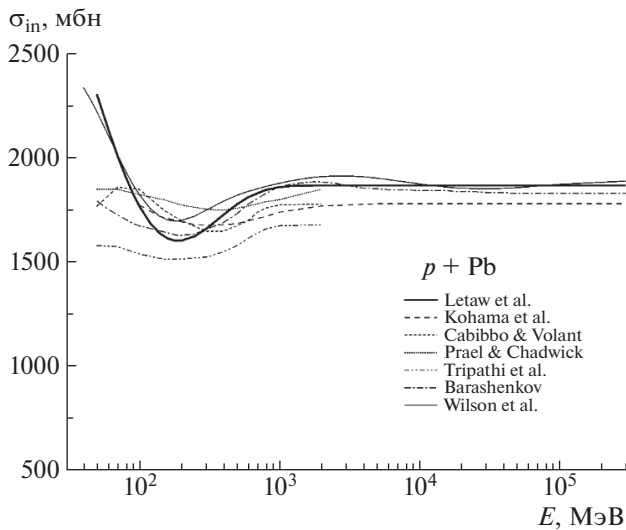


Рис. 1. Сечение неупругого взаимодействия для $p + \text{Pb}$, полученное с различными формулами параметризации из работ [79–85].

$$F_{\text{in}}(E) = 1 - 0.62 \exp\left(-\frac{E}{200}\right) \times \sin(10.9E^{-0.28}), \quad (4)$$

где E — кинетическая энергия налетающего нуклона в МэВ, а A_T — массовое число ядра-мишени.

Расчетные величины имеют максимальную погрешность $\sim 10\%$ при энергии 100 МэВ.

5. ВЕРОЯТНОСТЬ ДЕЛЕНИЯ

Для описания вероятности деления используется формализм жидко-капельной модели Бора–Уиллера [86], где вероятность деления P_f ядра-остатка с зарядом Z_R и массовым числом A_R , образующегося после первой быстрой фазы нуклон-ядерного взаимодействия, является функцией параметра делимости $x_R = Z_R^2/A_R$ и его энергии возбуждения. Как было сказано выше, вероятность деления может быть представлена в виде произведения двух членов

$$P_f = P_f(x_R) F_f(E), \quad (5)$$

где для первого члена, зависящего только от характеристик делящегося ядра, используется выражение, аналогичное предложенному Перфиловым [87],

$$P_f(x_R) = \exp[C(x_R - B)], \quad (6)$$

где параметры C и B имеют значения 0.62 и 37.2 соответственно. В настоящей работе параметр делимости ядра-остатка представлен в виде функции, аргументом которой является параметр делимости ядра мишени $x_T = Z_T^2/A_T$

$$x_R = Z_R^2/A_R = x_T + \delta(x_T), \quad (7)$$

где δ — искомый параметр, зависящий от типа ядра-мишени.

Необходимо отметить, что величина δ зависит от выбора значения параметра B в формуле (6), вариация которого приводит к такому же изменению значения параметра δ и соответственно величины x_R .

Для функции $F_f(E)$, описывающей повышение вероятности деления выше пороговой энергии E_{th} , используется формула

$$F_f(E) = \begin{cases} \exp[-(E_0/(E/E_{\text{th}} - 1))^\alpha], & E > E_{\text{th}}, \\ 0, & E \leq E_{\text{th}}, \end{cases} \quad (8)$$

где значения параметров E_0 , E_{th} и α находятся путем подгонки к экспериментальным данным по сечениям деления для конкретных ядер.

6. ВЕРОЯТНОСТЬ ФРАГМЕНТАЦИИ

Естественно предположить, что процесс быстрого распада высоковозбужденных ядер по каналу фрагментации имеет универсальный характер для различных тяжелых ядер и в первом приближении не зависит от типа налетающего нуклона. Анализ экспериментальных данных по энергетической зависимости выхода фрагментов [59–62, 72, 73, 74] показывает, что вклад канала фрагментации носит пороговый характер с $E_{\text{th}} \approx A_T$ МэВ и возрастает с ростом энергии, достигая насыщения в области выше ~ 10 ГэВ с предельной величиной сечения $\sigma_{\text{fr}}(A_T)$. Таким образом, вклад быстрого распада по каналу фрагментации можно представить в виде

$$\sigma_{\text{fr}} = \sigma_{\text{fr}}(A_T) F_{\text{fr}}(E), \quad (9)$$

где функция $F_{\text{fr}}(E)$ принимает значения от нуля до единицы с ростом энергии и описывается такой же формулой, как и функция $F_f(E)$, с соответствующими значениями параметров E_0 , E_{th} и α , позволяющими получить наилучшее описание экспериментальных данных.

Здесь первый член этого выражения представлен в виде

$$\sigma_{\text{fr}}(A_T) = k(A_T) \sigma_{\text{in}}(A_T). \quad (10)$$

Предполагается, что хорошим приближением для параметра k , описывающего вклад фрагментации, является отношение геометрических сечений плотной сердцевины ядра σ_{core} к полному σ_{geom} . Для оценки этого отношения в настоящей работе применяется распределение плотности ядер Вудса–Саксона с параметрами, используемыми в коде INCL [88]

$$\rho(r) = \rho_0 \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{r - R}{a}\right)},$$

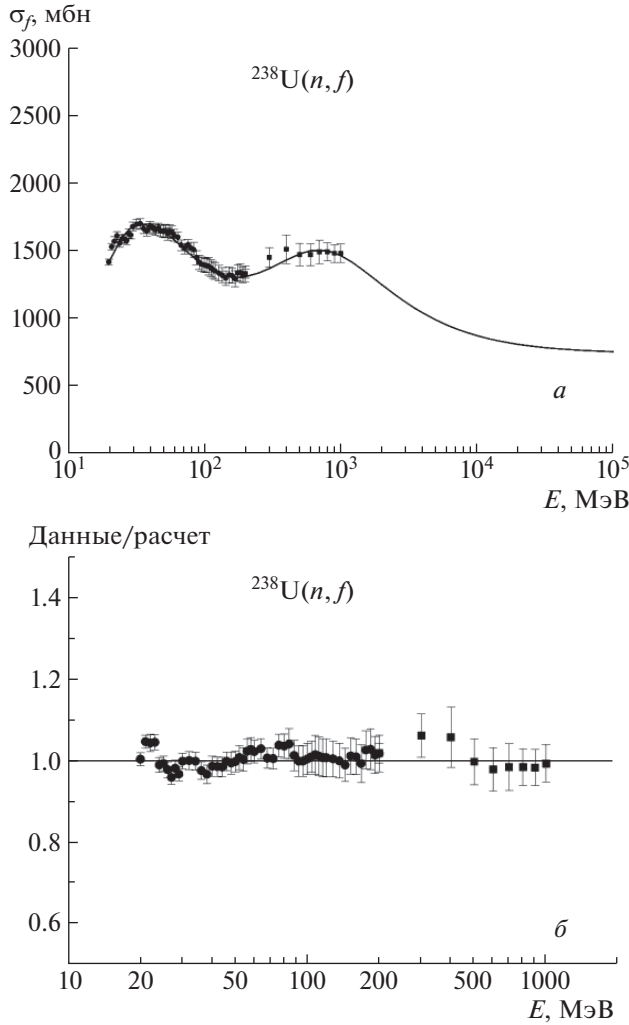


Рис. 2. Сечение деления нейтронами ядер ^{238}U . *a* — Оцененные данные [8, 9] (точки), кривая получена с помощью выражения (13); *б* — отношения этих величин.

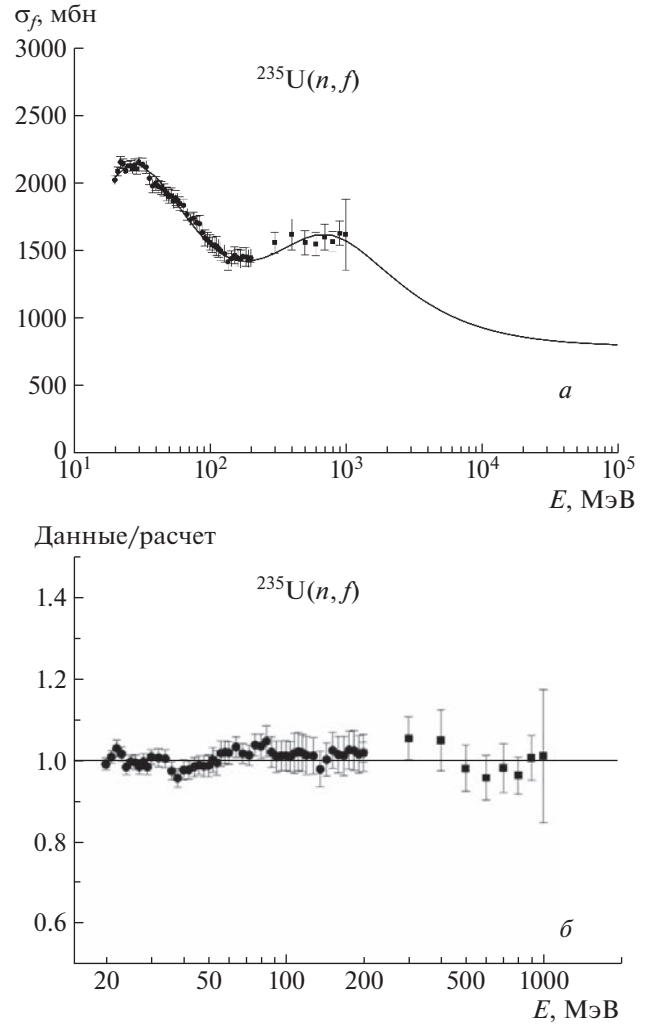


Рис. 3. Сечение деления нейтронами ядер ^{238}U . *a* — Оцененные данные [8, 9] (точки), кривая получена с помощью выражения (13); *б* — отношения этих величин.

где

$$R = (2.745 \times 10^{-4} A_T + 1.063) A_T^{1/3} [\text{фм}], \quad (11)$$

$$a = 0.51 + 1.63 \times 10^{-4} A_T [\text{фм}].$$

Сечение σ_{core} рассчитывается для области максимальной плотности $\rho > 0.9\rho_0$, а σ_{geom} — для области $\rho > 0.1\rho_0$. Таким образом, грубая оценка значения параметра k дает значение

$$k \approx \sigma_{\text{core}}/\sigma_{\text{geom}} \approx 0.5. \quad (12)$$

7. АНАЛИТИЧЕСКОЕ ВЫРАЖЕНИЕ ДЛЯ СЕЧЕНИЯ ДЕЛЕНИЯ

Используя вышеприведенные формулы (2), (5), (9), (10), получаем из уравнения (1) основное выражение для параметризации сечений деления тяжелых ядер

$$\sigma_f = P_f (\sigma_{\text{in}} - \sigma_{\text{fr}}) = P_f(x_R) F_f(E) \times \quad (13)$$

$$\begin{aligned} & \times [\sigma_{\text{in}}(A_T) F_{\text{in}}(E) - \sigma_{\text{fr}}(A_T) F_{\text{fr}}(E)] = \\ & = \sigma_{\text{in}}(A_T) P_f(x_R) F_f(E) \times \\ & \times [F_{\text{in}}(E) - k(A_T) F_{\text{fr}}(E)]. \end{aligned}$$

По сравнению с ранее опубликованной работой [89], где подгонка выражения осуществлялась для каждой реакции деления независимо, в настоящей работе эта процедура проводилась одновременно для всей совокупности данных по сечениям деления, чтобы исключить возможные противоречия и необъяснимые расхождения в описании сечений деления различных ядер с помощью выражения (13). Ниже в табл. 2 приведены значения параметров функции $F_f(E)$, δ и k , полученные для сечений деления ядер актинидов и предактинидов. Для функции $F_{\text{fr}}(E)$ значения параметров составили $E_0 = 1700$ МэВ, $E_{\text{th}} = A_T$ МэВ и $\alpha = 1$.

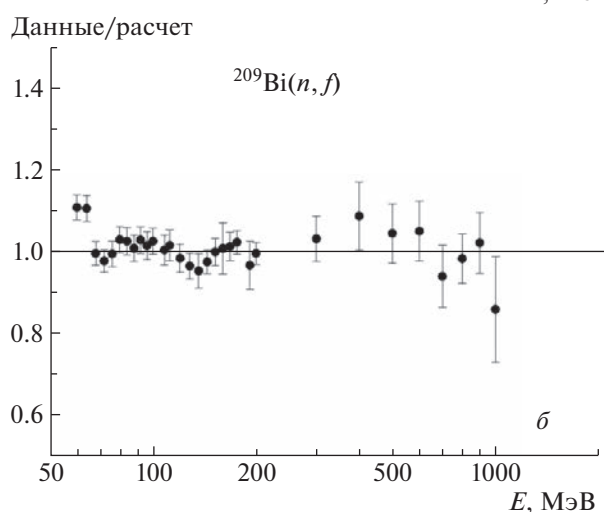
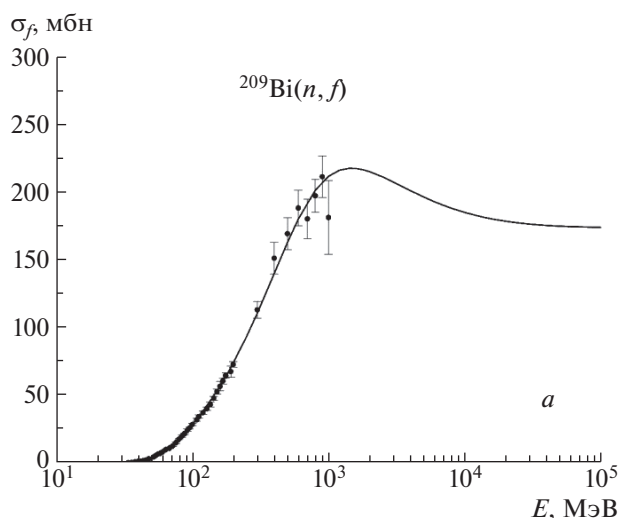


Рис. 4. Сечение деления нейтронами ядер ^{209}Bi . *a* — Оцененные данные [8, 9] (точки), кривая получена с помощью выражения (13); *б* — отношения этих величин.

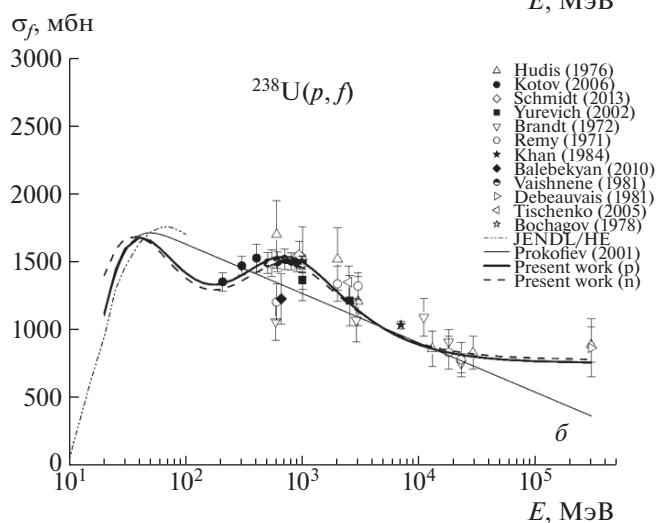
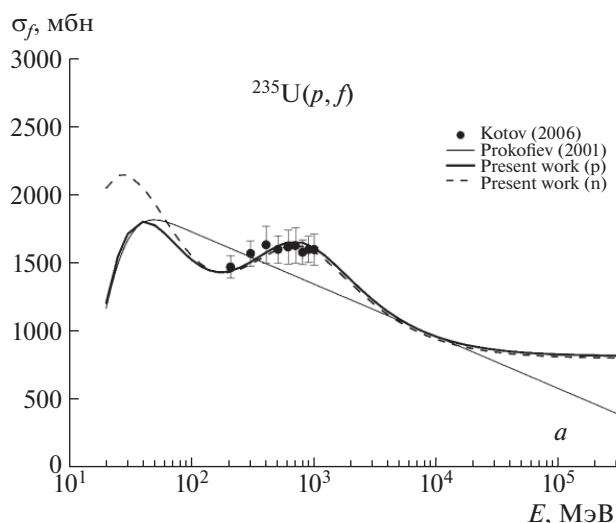


Рис. 5. Сечения деления протонами ядер изотопов урана ^{235}U (*a*) и ^{238}U (*б*).

8. ОПИСАНИЕ СЕЧЕНИЙ ДЕЛЕНИЯ

Было естественно начать апробацию метода с описания энергетической зависимости сечений деления, для которых значения имеют наименьшую погрешность. В настоящее время такими реакциями являются $^{238}\text{U}(n, f)$, $^{235}\text{U}(n, f)$ и $^{209}\text{Bi}(n, f)$ в области энергий до 1000 МэВ. На рис. 2–4 (*a*) показаны рекомендованные значения из оценок [8, 9] и кривые, полученные путем расчета по формуле (13) для этих реакций. Величина расхождения оцененных данных и вычисленных значений наиболее наглядно показана на рис. 2–4 (*б*) в виде их отношения. Хорошо видно, что с помощью выражения (13) удастся описать энергетическую зависимость сечений деления нейтронами в широкой области энергий, выше примерно 20 МэВ для ядер актинидов и выше 70 МэВ для висмута. При этом обыч-

ное отклонение составляет несколько процентов, а максимальное не превышает 10%.

Для изотопов урана ^{235}U и ^{238}U на рис. 5 показаны экспериментальные данные для сечений деления протонами и результат подгонки выражением (13). Там же приведены кривые, рассчитанные по формуле, предложенной в [11], а также, для сравнения, пунктиром показаны зависимости, полученные для сечений деления этих ядер нейтронами. Видно, что разработанный в настоящей работе метод позволяет получить более адекватное описание экспериментальных данных по сравнению с подходом [11], предсказывающим монотонное уменьшение сечений деления с энергией в области выше 100 МэВ.

На рис. 6–8 показаны сечения деления ^{239}Pu , ^{237}Np и ^{232}Th для налетающих нейтронов (*a*) и

Таблица 2. Значения параметров функции $F_f(E)$, δ и k в выражении (13)

Реакция	$F_f(E)$			δ	k
	$E_{\text{th}}, \text{МэВ}$	$E, \text{МэВ}$	α		
Преактиниды					
$^{209}\text{Bi}(n, f)$	21	294	0.69	1.52	0.5
$^{181}\text{Ta}(p, f)$	80	1400	0.40	2.1	0.47
$^{197}\text{Au}(p, f)$	60	400	0.40	1.9	0.5
$^{208}\text{Pb}(p, f)$	50	230	0.40	1.7	0.5
$^{207}\text{Pb}(p, f)$	50	220	0.40	1.7	0.5
$^{206}\text{Pb}(p, f)$	50	150	0.40	1.7	0.5
$^{209}\text{Bi}(p, f)$	50	60	0.40	1.52	0.5
Актиниды					
$^{232}\text{Th}(n, f)$	6	18	1.0	1.3	0.53
$^{238}\text{U}(n, f)$	3.5	10	1.2	1.18	0.53
$^{235}\text{U}(n, f)$	3.5	5.2	1.2	0.87	0.53
$^{237}\text{Np}(n, f)$	1.5	6.0	1.2	0.48	0.53
$^{239}\text{Pu}(n, f)$	1.5	5.0	1.2	0.02	0.53
$^{232}\text{Th}(p, f)$	9	11	1.2	1.55	0.53
$^{238}\text{U}(p, f)$	8	10	1.2	1.23	0.53
$^{235}\text{U}(p, f)$	8	10	1.2	0.90	0.53
$^{237}\text{Np}(p, f)$	8	10	1.2	0.44	0.53
$^{239}\text{Pu}(p, f)$	8	10	1.2	-0.04	0.53

протонов (b). На рисунках приведены кривые, полученные с помощью выражения (13), в сравнении с результатами измерений и параметризации [11]. В случае деления нейтронами ядер ^{239}Pu имеется хорошее согласие с данными оценки [8]. Для реакции $^{237}\text{Np}(n, f)$ рассчитанные значения хорошо согласуются с результатами работ [19–21, 23] вплоть до энергии 300 МэВ. При более высоких энергиях результаты измерений п_ТОФ коллаборации [23] идут резко вниз, в то время как настоящий метод предсказывает повышение сечения, как и для других актинидов, вплоть до энергии ~ 1000 МэВ. Для ^{232}Th с помощью зависимости (13) удается получить удовлетворительное описание результатов измерений в LANL [19] и ПИЯФ [21] вплоть до 200 МэВ, а при более высоких энергиях расчет хорошо согласуется с предварительными данными п_ТОФ коллаборации [22]. Для описания сечений деления ядер актинидов протонами в целом удастся достичь достаточно хорошего согласия с имеющимися экспериментальными данными.

Выполненная параметризация сечений деления

для ядер актинидов показывает, что в области энергий ниже 100 МэВ сечение деления нейтронами превышает сечение деления протонами для ядер с большим значением параметра делимости ^{235}U , ^{237}Np , ^{239}Pu , а для ядра ^{238}U с более низким значением параметра делимости это различие пропадает. Для всех этих нуклидов в области энергий выше 200 МэВ значения сечений деления слабо зависят от типа налетающего нуклона. Ситуация с параметризацией сечений деления для ядер ^{232}Th несколько противоречит последнему заключению, так как полученная зависимость для сечения деления нейтронами лежит ниже значений, полученных с протонами во всей области энергий. При этом для более легких ядер ^{209}Bi также имеет место хорошее согласие сечений деления нейтронами и протонами в области энергий выше 1 ГэВ, как это показано на рис. 9а. Там же на рис. 9б показаны результаты параметризации сечения деления протонами ядер ^{208}Pb . Сечения деления ядер ^{197}Au и ^{181}Ta протонами представлены на следующем рис. 10. Найденные зависимости имеют хорошее согласие

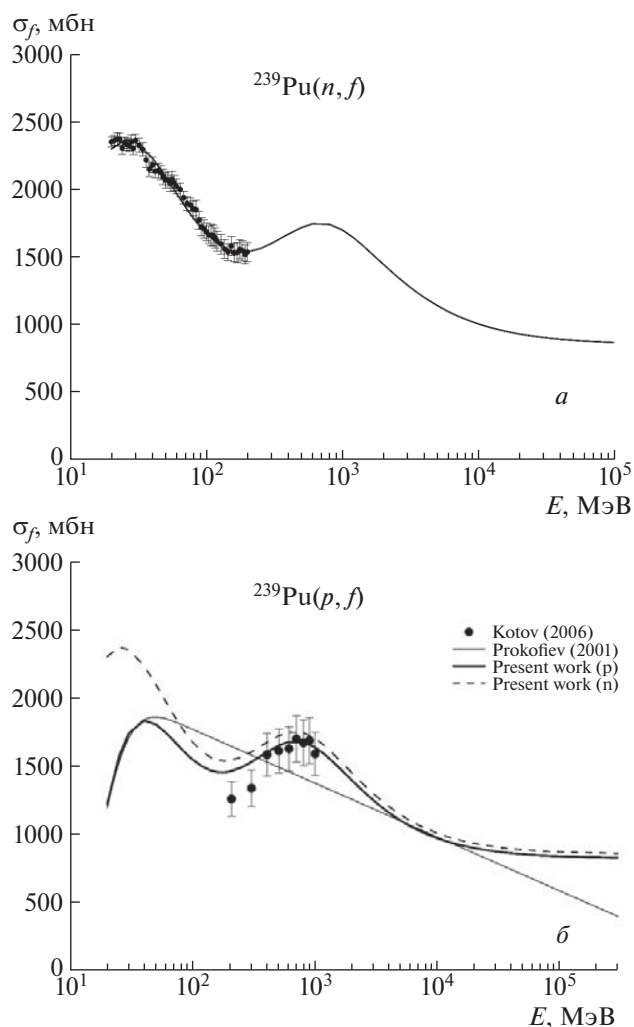


Рис. 6. Сечение деления ядер ^{239}Pu нейтронами (а) и протонами (б).

с экспериментальными данными, но идут выше предложенной Прокофьевым параметризации [11] в области высоких энергий для ядер ^{209}Bi , ^{208}Pb , ^{197}Au и ниже ее для ядер ^{181}Ta .

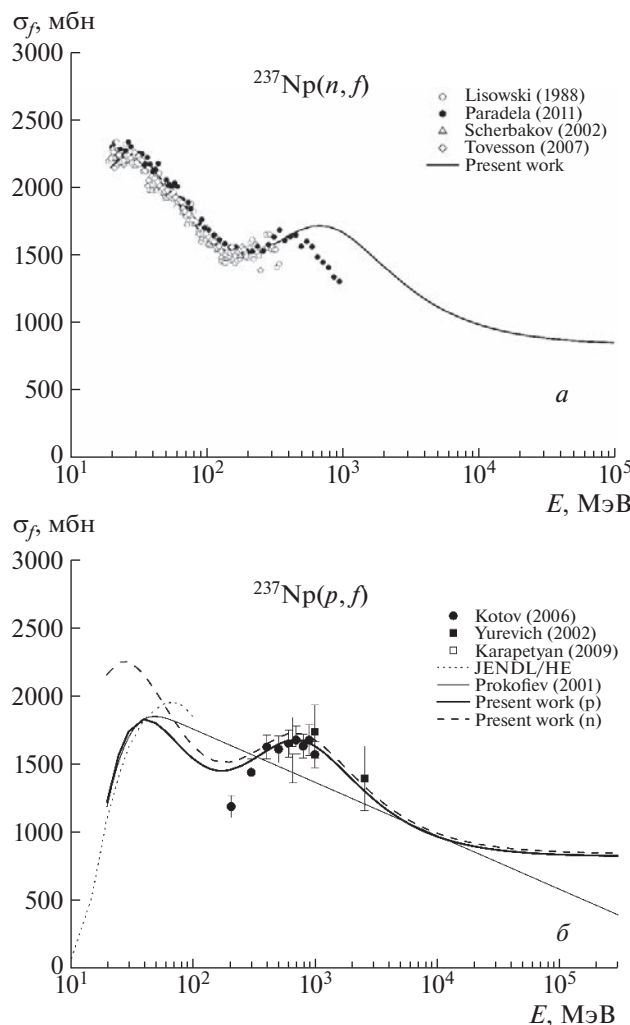
9. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Разработанный метод описания энергетической зависимости сечений деления актинидных и предактинидных ядер в области энергий налетающих нуклонов выше 100 МэВ хорошо воспроизводит большинство экспериментальных результатов, использованных в данной работе. В то же время следует отметить, что из-за бедного набора экспериментальных данных найденные значения параметров могут рассматриваться как первое приближение. Появление новых результатов измерений, как сечений деления, так и сечений неупругого взаимодействия, может привести к некоторым изменениям в значениях параметров.

Развитый подход позволяет выявить некоторые особенности в поведении сечений деления. Для актинидных ядер зависимость сечений деления от энергии нуклонов имеет двугорбый вид. Первый горб находится в области энергий ниже 100 МэВ, а второй имеет широкий максимум между 600 и 1000 МэВ. Долина между ними является следствием изменения сечения неупругого взаимодействия с энергией, а уменьшение сечений деления при дальнейшем повышении энергии нуклонов объясняется возрастанием вклада альтернативной моды быстрого распада путем фрагментации. Переход от тория к висмуту сопровождается значительным увеличением пороговой энергии деления и резким изменением вида энергетической зависимости, которая имеет только один максимум в области энергий 1–2 ГэВ. При переходе от висмута к более легким ядрам этот максимум уменьшается и затем полностью исчезает в сечении деления тантала. В области выше 10 ГэВ сечения деления слабо зависят от энергии налетающих нуклонов, стремясь к постоянным значениям. Сравнение сечений деления нейтронами и протонами показывает, что они стремятся к близким значениям с увеличением энергии. При этом для ядер ^{238}U , ^{235}U , ^{237}Np , ^{239}Pu это происходит при энергиях ниже 200 МэВ, в то время как для ядер висмута расхождение между сечениями становится малым только в области энергий выше 2 ГэВ. Как было отмечено выше, имеющиеся экспериментальные данные по делению ^{232}Th нейтронами и протонами показывают постоянное превышение величины сечения деления протонами над величинами, полученными с нейтронами таких же энергий, что находится в противоречии с поведением сечений деления для других ядер. По-видимому, имеется неучтенная погрешность в измерениях для тория, и требуются новые эксперименты для прояснения этой ситуации.

Подгонка к экспериментальным данным для сечений деления показала слабую зависимость значений параметра δ от типа налетающего нуклона, как это показано в табл. 2. Это равносильно близким значениям для среднего параметра делимости $\langle x_R \rangle$ остаточных ядер, распадающихся путем деления. Этот вывод согласуется с гипотезой о том, что с увеличением энергии сечения деления начинают слабо зависеть от типа налетающих нуклонов. Хорошо видно, что значение δ уменьшается с повышением параметра делимости ядра-мишени. Для оценки величины δ можно воспользоваться приближенной формулой, которая найдена путем аппроксимации значений, полученных для ядер от ^{181}Ta до ^{239}Pu

$$\delta = \langle x_R \rangle - x_T = \quad (14)$$


 Рис. 7. Сечение деления ядер ^{237}Np нейтронами (а) и протонами (б).

$$= \begin{cases} -277.3695 + 16.1847x_T - \\ -0.23484x_T^2 & (\text{Th} - \text{Pu}), \\ -39.142 + 2.8291x_T - \\ -0.0484x_T^2 & (\text{Ta} - \text{Bi}). \end{cases}$$

Используя найденные величины $\langle x_R \rangle$, можно грубо оценить средние значения заряда $\langle Z_R \rangle$ и массы $\langle A_R \rangle$ делящихся ядер, средние потери заряда $\langle \Delta Z \rangle$ и массы $\langle \Delta A \rangle$ ядром-мишенью, а также среднюю множественность испущенных перед делением нейтронов $\langle M_n \rangle$. Полученные значения приведены в табл. 3.

Из приведенных в таблице значений следует, что в среднем делению предшествует испускание нескольких протонов и 12–16 нейтронов. Причем средняя потеря заряда возрастает с повышением параметра делимости.

Изучение распределений осколков деления во взаимодействии $^{238}\text{U} + p$ при энергии 1 А ГэВ

[90] показало, что для осколков деления средние значения заряда $\langle Z \rangle$ и числа нейтронов $\langle N \rangle$ составляют 45 и 63 соответственно. Это соответствует среднему первичному делящемуся ядру ^{221}Th для доминирующей симметричной моды с добавлением шести нейтронов, испущенных возбужденными осколками деления. Оцененные средние потери заряда и массы составляют $\langle \Delta Z \rangle = 2$ и $\langle \Delta A \rangle = 17$, что хорошо согласуется со значениями, приведенными для ^{238}U в табл. 3.

Вышеприведенные оценки относятся к области энергий, где функция P_f выходит на насыщение и перестает зависеть от энергии налетающих нуклонов. Это условие выполняется для ядер актинидов в области энергий выше нескольких сотен МэВ, а для ядер преактинидов — только в области энергий выше нескольких ГэВ. Так как значения функций $F_{in}(E)$, $F_f(E)$ и $F_{fr}(E)$ стремятся к единице с повышением энергии, то в области энергий выше 10 ГэВ сечения деления стремятся к предельным

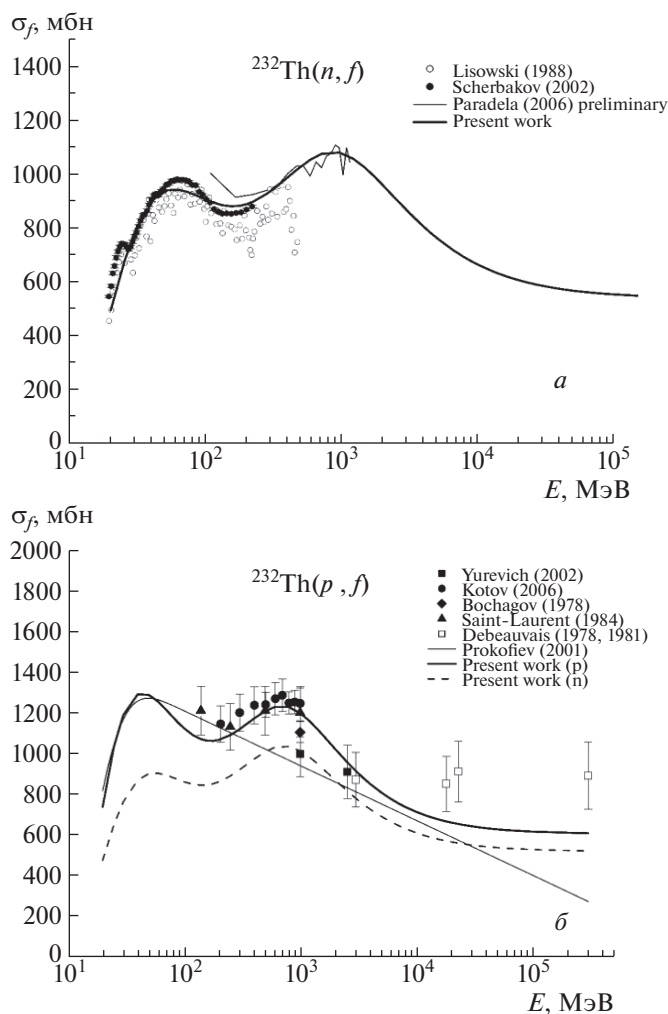


Рис. 8. Сечение деления ядер ^{232}Th нейтронами (а) и протонами (б).

постоянным значениям и, согласно выражению (13), они могут быть вычислены с помощью формулы

$$\sigma_f^{\text{HE}} = \sigma_{\text{in}}(A_T) P_f(x_R) [1 - k(A_T)]. \quad (15)$$

Полученные значения σ_f^{HE} для различных ядер от ^{181}Ta до ^{239}Pu приведены в табл. 4.

10. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлен новый феноменологический подход к параметризации сечений деления, индуцированного нуклонами с энергией выше 100 МэВ. Он основан на учете конкуренции процесса деления и других мод девозбуждения и распада высоковозбужденных ядер, образующихся после первой быстрой фазы взаимодействия. Возрастающая вероятность быстрого распада за счет процесса фрагментации является причиной наблюдаемого уменьшения сечения деления выше энергии 1 ГэВ, а их насыщение при высоких

энергиях связано с выходом на режим “предельной фрагментации” ядер.

Разработанный метод был апробирован путем описания имеющихся экспериментальных и оцененных данных по сечениям деления ядер от ^{181}Ta до ^{239}Pu . Сравнение вычисленных значений с этими данными показало, что предложенная параметризация дает хорошее описание как нейтронных, так и протонных сечений деления в исследуемой области энергий. Также было показано, что для деления протонами разработанный метод лучше воспроизводит наблюдаемую энергетическую зависимость сечений деления ядер актиноидов и предактиноидов, чем формула параметризации, предложенная в работе [11].

Данный подход также предсказывает следующие тенденции — значения сечений деления (n, f) и (p, f) сближаются с энергией, для актиноидов это происходит выше 200 МэВ, а для предактиноидов — выше 1 ГэВ. Необъяснимое исключение представляют данные для ^{232}Th , для которого сечение де-

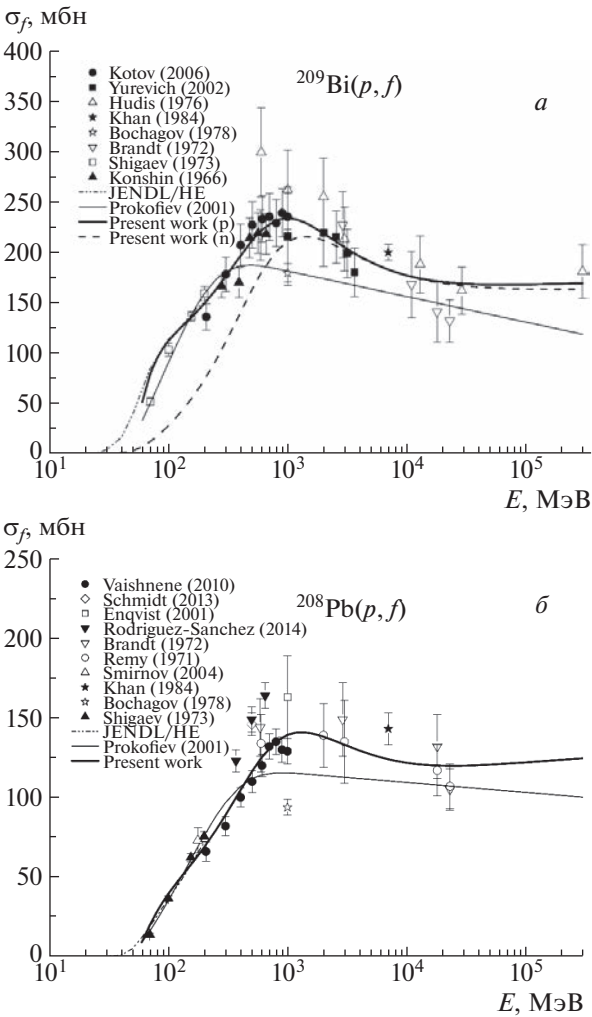


Рис. 9. Сечения деления протонами ядер ^{209}Bi (а) и ^{208}Pb (б).

Таблица 3. Оценка величин $\langle Z_R \rangle$, $\langle A_R \rangle$, $\langle \Delta Z \rangle$, $\langle \Delta A \rangle$ и $\langle M_n \rangle$ для первичных делящихся ядер

Ядро	Нуклон	x_T	$\langle x_R \rangle$	$\langle Z_R \rangle$	$\langle A_R \rangle$	$\langle \Delta Z \rangle$	$\langle \Delta A \rangle$	$\langle M_n \rangle$
^{181}Ta	p	29.44	31.54	72.0	164	1.0	17	16.0
^{197}Au	p	31.68	33.58	77.7	180	1.3	17	15.7
^{208}Pb	p	32.33	34.03	80.4	190	1.6	18	16.4
^{209}Bi	p, n	32.96	34.48	81.4	192	1.6	17	15.4
^{232}Th	p, n	34.91	36.34	88.2	214	1.8	18	16.2
^{238}U	p, n	35.56	36.76	90.0	220	2.0	18	16.0
^{235}U	p, n	36.02	36.89	90.0	220	2.0	15	13.0
^{237}Np	p, n	36.49	36.96	90.5	222	2.5	15	12.5
^{239}Pu	p, n	36.97	36.97	91.0	224	3.0	15	12.0

ления протонами превышает сечение деления нейтронами, и в области высоких энергий их различие составляет около 18%.

боте значения параметров выражения (13) могут потребовать коррекции с появлением новых экспериментальных результатов.

Необходимо отметить, что приведенные в ра-

Разработанная параметризация представляет

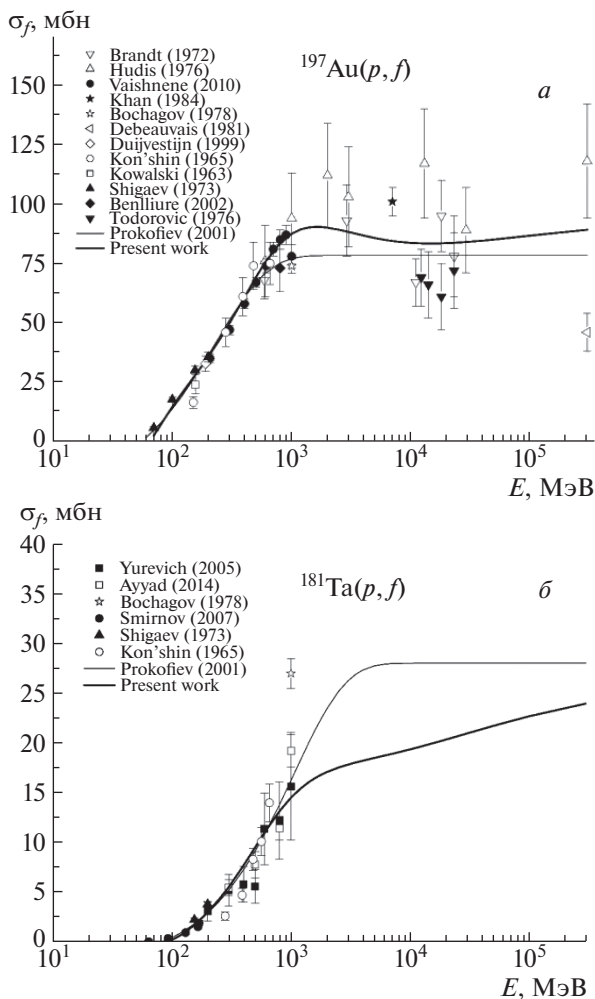


Рис. 10. Сечения деления протонами ядер ^{197}Au (а) и ^{181}Ta (б).

Таблица 4. Значения вычисленных предельных сечений деления σ_f^{HE} в области высоких энергий для различных тяжелых ядер

Ядро	^{181}Ta	^{197}Au	^{208}Pb	^{209}Bi	^{232}Th	^{238}U	^{235}U	^{237}Np	^{239}Pu
x_T	29.44	31.68	32.33	32.96	34.91	35.56	36.02	36.49	36.97
σ_f^{HE} , Мбн	28.53	95.13	131.1	173.8	556.3	739.5	796.1	830.0	838.9

собой эффективный метод для быстрого расчета сечений деления тяжелых ядер нуклонами в области энергий выше 100 МэВ и может найти широкое применение в различных приложениях, где нуклоны высоких энергий взаимодействуют с тяжелыми материалами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. W. Maschek, X. Chen, F. Delage, A. Fernandez-Carretero, D. Haas, C. Matzerath-Bocaccini, A. Rineiski, P. Smith, V. Sobolev, R. Thetford, and J. Wallenius, Prog. Nucl. Energy **50**, 333 (2008).
2. C. D. Bowman, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **320**, 336 (1992).
3. F. Carminati *et al.*, Tech. Report CERN/AT/93-47.
4. N. Colonna, F. Belloni, E. Berthoumieux, M. Calviani, C. Domingo-Pardo, C. Guerrero, D. Karadimos, C. Lederer, C. Massimi, C. Paradela, R. Plag, J. Praenam, and R. Sarmenton, Energy Environ. Sci. **3**, 1910 (2010).
5. European Spallation Source, www.europeanspallationsource.se
6. G. Münzenberg and H. Geissel, J. Phys.: Conf. Ser. **413**, 012006 (2013).

7. J. L. Rodríguez-Sánchez, *The GSI and FAIR Facilities: Recent Results and Future Perspectives, The 2nd Workshop on XSCRC Cross Sections for Cosmic Rays*, CERN, 2019.
8. A. D. Carlson, V. G. Pronyaev, R. Capote, G. M. Hale, Z.-P. Chen, I. Duran, F.-J. Hambsch, S. Kunieda, W. Mannhart, B. Marcinkevicius, R. O. Nelson, D. Neudecker, G. Noguere, M. Paris, S. P. Simakov, P. Schillebeeckx, *et al.*, Nucl. Data Sheets **148**, 143 (2018).
9. B. Marcinkevicius, S. Simakov, and V. Pronyaev, INDC(NDS)-0681 (IAEA, 2015).
10. Y. Watanabe, K. Kosako, S. Kunieda, S. Chiba, R. Fujimoto, H. Harada, M. Kawai, F. Maekawa, T. Murata, H. Nakashima, K. Niita, N. Shigyo, S. Shimakawa, N. Yamano, and T. Fukahori, J. Korean Phys. Soc. **59**, 1040 (2011).
11. A. V. Prokofiev, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **463**, 557 (2001).
12. Experimental Nuclear Reaction Data (EXFOR), <https://www-nds.iaea.org/exfor/>
13. J. Benlliure and J. L. Rodríguez-Sánchez, Eur. Phys. J. Plus **132**, 120 (2017).
14. S. Lo Meo, D. Mancusi, C. Massimi, G. Vannini, and A. Ventura, Nucl. Phys. A **933**, 43 (2015).
15. M. H. Simbel, Z. Phys. A **333**, 177 (1989).
16. Ю. А. Честнов, ЯФ **71**, 2052 (2008) [Yu. A. Chestnov, Phys. At. Nucl. **71**, 2018 (2008)].
17. T. Fukahori and S. Kunieda, J. Korean Phys. Soc. **59**, 975 (2011).
18. A. N. Smirnov, V. P. Eismont, N. P. Filatov, J. Blomgren, H. Condé, A. V. Prokofiev, P.-U. Renberg, and N. Olsson, Phys. Rev. C **70**, 054603 (2004).
19. P. W. Lisowski *et al.*, in *Proceedings of the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology, 1988* (MITO, JAERI, 1988), p. 97.
20. F. Tovesson and T. S. Hill, Phys. Rev. C **75**, 034610 (2007).
21. O. Shcherbakov, A. Donets, A. Evdokimov, A. Fomichev, T. Fukahori, A. Hasegawa, A. Laptev, V. Maslov, G. Petrov, S. Soloviev, Y. Tuboltsev, and A. Vorobyev, J. Nucl. Sci. Technology **39**, Suppl. 2, 230 (2002).
22. C. Paradela *et al.*, in *Proceedings of the International Conference on Advances in Nuclear Analysis and Simulations, 2006* (Vancouver, Canada, 2006), p. B076.
23. C. Paradela *et al.*, J. Korean Phys. Soc. **59**, 1908 (2011).
24. О. Е. Шигаев и др., Сообщение РИ-17 (Радиовый институт, Ленинград, 1973).
25. A. N. Smirnov *et al.*, in *Proceedings of the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology (ND2007)* (Nice, France, 2007), Vol. 2, p. 1095.
26. В. А. Коньшин, Е. С. Матусевич, В. И. Регушевский, ЯФ **2**, 682 (1965) [V. A. Kon'shin, E. S. Matusevich, and V. I. Regushevskiy, Sov. J. Nucl. Phys. **2**, 489 (1966)].
27. Б. А. Бочагов и др., ЯФ **28**, 572 (1978) [B. A. Bochagov *et al.*, Sov. J. Nucl. Phys. **28**, 291 (1978)].
28. V. I. Yurevich *et al.*, Письма в ЭЧАЯ **2**, 49 (2005) [V. I. Yurevich *et al.*, Phys. Part. Nucl. Lett. **2**, 49 (2005)].
29. Y. Ayyad, J. Benlliure, E. Casarejos, H. Álvarez-Pol, A. Bacquias, A. Boudard, M. Caamaño, T. Enqvist, V. Föhr, A. Kelić-Heil, K. Kezzar, S. Leray, D. Mancusi, C. Paradela, D. Pérez-Loureiro, R. Pleskač, *et al.*, Phys. Rev. C **89**, 054610 (2014).
30. В. С. Бычков и др., ЯФ **17**, 947 (1973) [V. S. Bychenkov *et al.*, Sov. J. Nucl. Phys. **17**, 496 (1973)].
31. M. C. Duijvestijn, A. J. Koning, J. P. M. Beijers, A. Ferrari, M. Gastal, J. van Klinken, and R. W. Ostendorf, Phys. Rev. C **59**, 776 (1999).
32. L. Kowalski and C. Stephan, J. Phys. (Paris) **24**, 901 (1963).
33. R. Brandt *et al.*, Rev. Phys. Appl. **7**, 243 (1972).
34. J. Hudis and S. Katcoff, Phys. Rev. C **13**, 1961 (1976).
35. J. Benlliure, P. Armbruster, M. Bernas, A. Boudard, T. Enqvist, R. Legrain, S. Leray, F. Rejmund, K.-H. Schmidt, C. Stéphan, L. Tassan-Got, and C. Volant, Nucl. Phys. A **700**, 469 (2002).
36. Л. А. Вайшнене, В. Г. Вовченко, Ю. А. Гавриков, А. А. Котов, В. И. Мурзин, В. В. Поляков, М. Г. Тверской, О. Я. Федоров, Ю. А. Честнов, А. В. Шведчиков, А. И. Щетковский, Изв. РАН. Сер. физ. **74**, 529 (2010); L. A. Vaishnene, V. G. Vovchenko, Yu. A. Gavrikov, A. A. Kotov, V. I. Murzin, V. V. Polyakov, M. G. Tverskoi, O. Ya. Fedorov, Yu. A. Chestnov, A. V. Shvedchikov, A. I. Shchetkovskii, Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **74**, 496 (2010).
37. H. A. Khan and N. A. Khan, Phys. Rev. C **29**, 2199 (1984).
38. Z. Todorovic and R. Antanasijevic, Nuovo Cimento A **33**, 546 (1976).
39. T. Enqvist, W. Wlazole, P. Armbruster, J. Benlliure, M. Bernas, A. Boudard, S. Czajkowski, R. Legrain, S. Leray, B. Mustapha, M. Pravikoff, F. Rejmund, K.-H. Schmidt, C. Stéphan, J. Taieb, L. Tassan-Got, and C. Volant, Nucl. Phys. A **686**, 481 (2001).
40. K.-H. Schmidt, B. Jurado, R. Pleskač, M. V. Ricciardi, J. Benlliure, A. Boudard, E. Casarejos, T. Enqvist, F. Farget, A. Bacquias, M. Fernandez, L. Giot, V. Henzl, D. Henzlova, A. Kelić-Heil, T. Kurtukian, *et al.*, Phys. Rev. C **87**, 034601 (2013).
41. J. L. Rodríguez-Sánchez, J. Benlliure, J. Taieb, H. Álvarez-Pol, L. Audouin, Y. Ayyad, G. Bélier, G. Boutoux, E. Casarejos, A. Chatillon, D. Cortina-Gil, T. Gorbienet, A. Heinz, A. Kelić-Heil, B. Laurent, J.-F. Martin, *et al.*, Phys. Rev. C **91**, 064616 (2015).
42. G. Remy *et al.*, Nucl. Phys. A **163**, 583 (1971).
43. А. А. Котов, Л. А. Вайшнене, В. Г. Вовченко, Ю. А. Гавриков, В. В. Поляков, М. Г. Тverskoy, О. Я. Федоров, Ю. А. Честнов, А. И. Шchetkovskiy, А. В. Shvedchikov, А. Ю. Doroshenko, and T. Fukahori, Phys. Rev. C **74**, 034605 (2006).

44. В. И. Юревич и др., ЯФ **65**, 1417 (2002) [V. I. Yurevich *et al.*, Phys. At. Nucl. **65**, 1383 (2002)].
45. F. Saint-Laurent *et al.*, Nucl. Phys. A **422**, 307 (1984).
46. M. Debeauvais *et al.*, in *Proceedings of the 9th International Conference on Solid State Nuclear Track Detectors, 1978* (Neuherburg/Munich, 1978), Vol. 2, p. 1179.
47. M. Debeauvais *et al.*, Phys. Rev. C **23**, 1624 (1981).
48. L. A. Vaishnene *et al.*, Z. Phys. A **302**, 143 (1981).
49. A. R. Balabekyan, G. S. Karapetyan, N. A. Demekhina, J. Adam, and K. Katovsky, Phys. At. Nucl. **73**, 1814 (2010).
50. V. Tishchenko, C.-M. Herbach, D. Hilscher, U. Jahnke, J. Galin, F. Goldenbaum, A. Letourneau, and W.-U. Schröder, Phys. Rev. Lett. **95**, 162701 (2005).
51. Г. С. Карапетян, А. Р. Балабекян, Н. А. Демёхина, И. Адам, ЯФ **72**, 955 (2009) [G. S. Karapetyan, A. R. Balabekyan, N. A. Demekhina, and J. Adam, Phys. At. Nucl. **72**, 911 (2009)].
52. V. M. Maslov, Phys. Lett. B **581**, 56 (2004).
53. V. M. Maslov, J. Korean Phys. Soc. **59**, 863 (2011).
54. X. Ledoux, H. G. Bohlen, J. Cugnon, H. Fuchs, J. Galin, B. Gatty, B. Gebauer, D. Guerreau, D. Hilscher, D. Jacquet, U. Jahnke, M. Josset, S. Leray, B. Lott, M. Morjean, B. M. Quednau, *et al.*, Phys. Rev. C **57**, 2375 (1998).
55. L. Beaulieu *et al.*, Phys. Rev. C **64**, 064604 (2001).
56. C.-M. Herbach, D. Hilscher, U. Jahnke, V. Tishchenko, W. Bohne, J. Galin, A. Letourneau, B. Lott, A. Pégahaire, F. Goldenbaum, and L. Pienkowski, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **508**, 315 (2003); C.-M. Herbach, D. Hilscher, U. Jahnke, V. G. Tishchenko, J. Galin, A. Letourneau, A. Pégahaire, D. Filges, F. Goldenbaum, L. Pienkowski, W. U. Schröder, and J. Töke, Nucl. Phys. A **765**, 426 (2006).
57. A. Bubak *et al.* (PISA Collab.), Phys. Rev. C **76**, 014618 (2007).
58. V. E. Viola, K. Kwiatkowski, L. Beaulieu, D. S. Bracken, H. Breuer, J. Brzychczyk, R. T. de Souza, D. S. Ginger, W.-C. Hsi, R. G. Korteling, T. Lefort, W. G. Lynch, K. B. Morley, R. Legrain, L. Pienkowski, E. C. Pollacco, *et al.*, Phys. Rep. **434**, 1 (2006).
59. R. Michel, R. Bodemann, H. Busemann, R. Daunke, M. Gloris, H.-J. Lange, B. Klug, A. Krins, I. Leya, M. Lüpke, S. Neumann, H. Reinhardt, M. Schnatz-Büttgen, U. Herpers, Th. Schiekel, F. Sudbrock, *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B **129**, 153 (1997).
60. R. Michel, M. Gloris, J. Protoschill, U. Herpers, J. Kuhnenn, F. Sudbrock, P. Malmborg, and P. Kubik, J. Nucl. Sci. Technology **39**, Suppl. 2, 242 (2002).
61. R. Michel, *Experimental Cross Sections for the Production of Residual Nuclides at Medium Energies, The Joint ICTP-IAEA Advanced Workshop on Model Codes for Spallation Reactions, 2008 ICTP, Trieste, Italy, 1930-1*.
62. Yu. E. Titarenko *et al.*, in *Proceedings of the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology, 2007* (CEA, 2008), p. 1099.
63. J. Pochodzalla *et al.*, Phys. Rev. Lett. **75**, 1040 (1995).
64. J. Richert and P. Wagner, Phys. Rep. **350**, 1 (2001).
65. P. Chomaz, M. Colonna, and J. Randrup, Phys. Rep. **389**, 263 (2004).
66. J. Randrup and S. E. Koonin, Nucl. Phys. A **356**, 223 (1981).
67. J. Bondorf, R. Donangelo, I. N. Mishustin, and H. Schulz, Nucl. Phys. A **444**, 460 (1985).
68. J. P. Bondorf, A. S. Botvina, A. S. Iljinov, I. N. Mishustin, and K. Sneppen, Phys. Rep. **257**, 133 (1995).
69. D. H. E. Gross, Phys. Rep. **279**, 119 (1997).
70. D. Jacquet and M. Morjean, Prog. Part. Nucl. Phys. **63**, 155 (2009).
71. V. D. Toneev, N. S. Amelin, K. K. Gudima, and S. Yu. Sivoklokov, Nucl. Phys. A **519**, 463 (1990).
72. T. C. Sangster, A. T. Bujak, D. D. Carmony, Y. H. Chung, L. J. Gutay, A. S. Hirsch, M. Mahi, G. L. Paderewski, N. T. Porile, R. P. Scharenberg, and B. C. Stringfellow, Phys. Lett. B **188**, 29 (1987).
73. W. G. Lynch, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **37**, 493 (1987).
74. L. Sihver, K. Aleklett, W. Loveland, P. L. McGaughey, D. H. E. Gross, and H. R. Jaqaman, Nucl. Phys. A **543**, 703 (1992).
75. В. И. Юревич, Р. М. Яковлев, В. Г. Ляпин, ЯФ **74**, 271 (2011) [V. I. Yurevich, R. M. Yakovlev, and V. G. Lyapin, Phys. At. Nucl. **74**, 253 (2011)].
76. C. Oppedisano, Nucl. Phys. A **932**, 399 (2014).
77. J. Adam *et al.* (ALICE Collab.), Phys. Rev. C **91**, 064905 (2015).
78. O. Surányi (the CMS Collab.), Universe **5**, 210 (2019).
79. В. С. Барашенков, *Сечения взаимодействия частиц и ядер с ядрами* (ОИЯИ, Дубна, 1993) [V. S. Barashenkov, *Cross Sections of Interaction of Particles and Nuclei with Nuclei* (JINR, Dubna 1993)].
80. J. R. Letaw, R. Silberberg, and C. H. Tsao, Astrophys. J. Suppl. Ser. **51**, 271 (1983).
81. R. E. Prael and M. B. Chadwick, in *Proceedings of the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology, Trieste, Italy, 1997* (Physical Society, Bologna, 1997), Vol. 59, Part 2, p. 1449.
82. R. K. Tripathi, F. A. Cucinotta, and J. W. Wilson, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B **117**, 347 (1996).
83. M. Cabibbo and C. Volant, *Total Reaction Cross Sections in Deuteron and Proton Induced Reactions*, Rapport interne DPhN/00-39 (2000).

84. J. W. Wilson, L. W. Townsend, W. W. Buck, S. Y. Chun, B. S. Hong, and S. L. Lamkin, *Nucleon-Nucleus Interaction Data Base: Total Nuclear and Absorption Cross Sections*, NASA Technical Memorandum 4053 (1988).
85. A. Kohama, K. Iida, and K. Oyamatsu, J. Phys. Soc. Jpn. **85**, 094201 (2016).
86. N. Bohr and J. Wheeler, Phys. Rev. **56**, 426 (1939).
87. Н. А. Перфилов, ЖЭТФ **41**, 871 (1961).
88. A. Boudard, J. Cugnon, S. Leray, and C. Volant, Phys. Rev. C **66**, 044615 (2002).
89. V. I. Yurevich, JINR Report E1-2022-29, JINR (Dubna, 2022).
90. M. Bernas, P. Armbruster, J. Benlliure, A. Boudard, E. Casarejos, S. Czajkowski, T. Enqvist, R. Legrain, S. Leray, B. Mustapha, P. Napolitani, *et al.*, Nucl. Phys. A **725**, 213 (2003).

PHENOMENOLOGICAL DESCRIPTION AND PARAMETERIZATION OF NUCLEON-INDUCED FISSION CROSS SECTIONS OF HEAVY NUCLEI IN INTERMEDIATE AND HIGH ENERGY REGION

V. I. Yurevich¹⁾

¹⁾*Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia*

A new method has been developed for describing and parameterizing the cross sections for the fission of heavy nuclei by neutrons and protons in energy range above 100 MeV. The expression for parameterization of the cross sections was obtained on the basis of phenomenological concept of decay modes of highly excited nuclei formed after the first fast stage of the nucleon — nucleus interaction. The developed method reproduces well the energy dependence of the fission cross sections predicting their weak dependence on the energy and type of the nucleon in the high energy region.

СПЕКТРЫ МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ В РЕАКЦИЯХ $^{235}\text{U}(n, F)$ И $^{239}\text{Pu}(n, F)$

© 2023 г. В. М. Маслов*

Поступила в редакцию 16.01.2023 г.; после доработки 05.05.2023 г.; принята к публикации 08.05.2023 г.

Исследовано влияние эксклюзивных спектров предделительных нейтронов $(n, xnf)^{1,\dots,x}$ на наблюдаемые спектры мгновенных нейтронов деления (СМНД), полную кинетическую энергию осколков (продуктов) деления ТКЕ, среднее число мгновенных нейтронов деления. Эксклюзивные спектры $(n, xnf)^{1,\dots,x}$ нейтронов соответствуют согласованному описанию сечений реакций деления (эмиссии нейтронов) $^{235}\text{U}(n, F)$ ($^{235}\text{U}(n, xn)$) и $^{239}\text{Pu}(n, F)$ ($^{239}\text{Pu}(n, xn)$) для нейтронов с энергией до 20 МэВ. Обширная база экспериментальных данных по СМНД позволила детально исследовать/подтвердить сложную зависимость от делимости составных/композитных ядер ^{236}U и ^{240}Pu формы наблюдаемых спектров мгновенных нейтронов деления. Установлена корреляция этого эффекта с вкладами эмиссионного деления (n, xnf) в наблюдаемое сечение деления и конкуренцией реакций $(n, n\gamma)$ и (n, xn) . Эксклюзивные спектры предделительных нейтронов реакций $(n, xnf)^{1,\dots,x}$, а также эксклюзивные спектры нейтронов $(n, n\gamma)$ и $(n, xn)^{1,\dots,x}$ вычислялись в рамках формализма Хаузера–Фешбаха одновременно с сечениями (n, F) - и (n, xn) -реакций. Показано, что угловая анизотропия эксклюзивных спектров нейтронов реакций (n, xnf) существенно влияет на наблюдаемые СМНД и их средние энергии $\langle E \rangle$. Отношение средних энергий СМНД $\langle E \rangle$ для эмиссии предделительных нейтронов в реакциях $^{235}\text{U}(n, xnf)$ и $^{239}\text{Pu}(n, xnf)$ “вперед” и “назад” согласуется с экспериментальными данными. Выделены парциальные компоненты наблюдаемых СМНД, обусловленные реакциями (n, f) и (n, xnf) . Исходные значения параметров модели фиксированы при описании спектров мгновенных нейтронов деления под действием тепловых нейтронов. Продemonстрированы возможности рассматриваемого подхода по предсказанию СМНД и $\langle E \rangle$ для реакций $^{238}\text{U}(n, F)$ и $^{240}\text{Pu}(n, F)$.

DOI: 10.31857/S0044002723050318, EDN: IEFJAT

1. ВВЕДЕНИЕ

Спектры мгновенных нейтронов деления (СМНД) для энергий нейтронов от $E_n \sim E_{\text{th}}$ до $E_n \sim 20$ МэВ существенно влияют на расчеты нейтронных полей и коэффициентов размножения нейтронов $k_{\text{эфф}}$ в быстрых, промежуточных и тепловых критических системах с различными видами и конфигурациями ядерного топлива [1]. Матрицы спектров мгновенных нейтронов деления для реакций $^{235}\text{U}(n, F)$ и $^{239}\text{Pu}(n, F)$ [2, 3], существенно отличающиеся от широко использовавшихся на тот момент СМНД из библиотек ENDF/B, JEFF и БРОНД, использовались, например, в прикладных и тестовых расчетах [2–4]. СМНД в [2, 3] были согласованы с имевшимися на тот момент экспериментальными дифференциальными данными, чего нельзя сказать в отношении СМНД в библиотеках ENDF/B, JEFF-3.3, JENDL-4.0 и БРОНД. Для реакторных систем с ^{235}U либо ^{239}Pu был выявлен ряд произвольных вариаций нейтронных сечений, использовавшихся для компенсации погрешностей

традиционных спектров мгновенных нейтронов деления. Коэффициенты размножения $k_{\text{эфф}}$ для “бенчмарков” простой геометрии воспроизводятся в [2, 4] с точностью, достигнутой ранее для СМНД из РОСФОНД, JEFF или ENDF/B. Ввиду того, что формы СМНД в [2, 3] и традиционных спектров нейтронов деления существенно различаются, это обстоятельство можно считать проявлением эффекта “внутренней компенсации”. Например, в спектре мгновенных нейтронов деления ENDF/B-VII.0 завышенное число мгновенных нейтронов деления с энергией в диапазоне $\varepsilon \sim 1\text{--}3$ МэВ компенсирует, в ряде случаев, недостаток нейтронов с энергией $\varepsilon \sim 0.001\text{--}1$ МэВ. Для урановых и плутониевых растворов в [2, 4], при использовании новых СМНД, был обнаружен положительный скачок в $k_{\text{эфф}}$, причем $\delta k_{\text{эфф}}$ достигает $\sim 2.5\%$, что является прямым проявлением некомпенсированного влияния повышенного числа нейтронов с энергией менее ~ 1 МэВ в новых СМНД. Можно было бы полагать, что вариации сечений деления и среднего числа мгновенных нейтронов, либо взаимное влияние неупругого рассеяния

*E-mail: mvm2386@yandex.ru, mvmvm1955@mail.ru

нейтронов, угловых распределений вторичных нейтронов, реакций радиационного захвата и спектров мгновенных нейтронов деления на коэффициент размножения позволят достичь минимального отклонения от экспериментальных значений $k_{\text{эфф}}$ урановых/плутониевых сборок при использовании традиционных СМНД. Однако систематические расчеты $k_{\text{эфф}}$ в [5] показали, что при использовании независимых оценок СМНД из ENDF/B-VIII.0 и JEFF-3.3 сравнимые погрешности $k_{\text{эфф}}$ для быстрых критических систем достигаются лишь при использовании резко различающихся сечений упругого и неупругого рассеяния нейтронов, радиационного захвата и реакций $(n, 2n)$. Это означает, что для различных гибридных, быстрых, промежуточных или тепловых критических систем с различными видами и конфигурациями ядерного топлива потребовались бы неоправданные вариации нейтронных сечений и дифференциальных/дважды дифференциальных спектров, что было отмечено уже в [2, 3]. Дифференциальные измерения спектров мгновенных нейтронов деления [6, 7] продемонстрировали неадекватность СМНД для $^{235}\text{U}(n, F)$ и $^{239}\text{Pu}(n, F)$ в ENDF/B-VIII.0 и JEFF-3.3. Адекватность СМНД [2, 3] для $^{235}\text{U}(n, F)$ и $^{239}\text{Pu}(n, F)$ измерениями [6, 7] была подтверждена, хотя результаты измерений в [6, 7] были представлены фрагментарно. Числовые данные для СМНД, использованные в [8, 9], появились в открытом доступе позднее [10–12].

Обновленная версия СМНД для реакций $^{235}\text{U}(n, F)$ и $^{239}\text{Pu}(n, F)$, представленная на LXXII Международной конференции “Ядро-2022, Фундаментальные вопросы и приложения” [8, 9], а именно ее описанию посвящена настоящая работа, несколько отличается от использованной в расчетах [2, 4]. Это связано с несколькими обстоятельствами. Во-первых, с доступностью полной версии измерений СМНД для $^{239}\text{Pu}(n, F)$ [10, 11] и $^{235}\text{U}(n, F)$ [12]. Во-вторых, слабым местом моделирования СМНД [2, 3] является интервал энергий $E_n \sim 8\text{--}10$ МэВ. В новых измерениях СМНД [10–12] этот интервал энергий исследован детально. Наблюдаемая в интервале $E_n \sim 8\text{--}10$ МэВ вариация формы СМНД для реакций $^{235}\text{U}(n, F)$ и $^{239}\text{Pu}(n, F)$ согласуется с аналогичными данными для реакции $^{238}\text{U}(n, F)$ [13]. В-третьих, с перенормировкой параметров модели [14–19] к данным новых измерений в интервале $E_n \sim E_{\text{th}} - 20$ МэВ полных кинетических энергий осколков деления ТКЕ [20–23], что влияет, главным образом, на форму спектров нейтронов из осколков деления ядер ^{236}U и ^{240}Pu в диапазоне энергий нейтронов ε выше $E_{\text{nnf}1}$, максимальной энергии эксклюзивных нейтронов реакции $(n, nf)^1$.

В-четвертых, основой модели расчета СМНД является согласованное описание СМНД для интервала энергий налетающих нейтронов $E_n \sim E_{\text{th}} - 20$ МэВ. Для этого оправдана малая вариация формы СМНД для $E_n \sim E_{\text{th}}$.

Предделительные нейтроны определяют форму спектров мгновенных нейтронов деления в интервале энергий $E_n \sim E_{\text{nnf}} - 20$ МэВ, где E_{nnf} — порог эмиссии предделительных нейтронов, они существенно влияют на полную кинетическую энергию ТКЕ осколков и продуктов деления, среднее число мгновенных нейтронов деления, массовые распределения осколков деления и проявляются в “ступенчатой” структуре наблюдаемых сечений деления. Предделительными считаются x нейтронов, которые испускаются из ядра $(A + 1)$, где A — массовое число ядра-мишени при условии, что остаточного возбуждения достаточно для деления любого из $(A + 1 - x)$ ядер. Предделительные нейтроны в [6, 7, 10–12] регистрируются в совпадении с осколками деления без разделения осколков по массам. Испарительные предделительные нейтроны испускаются сферически симметрично относительно пучка налетающих нейтронов. Возможная угловая анизотропия испускания нейтронов связана с предравновесным и прямым механизмами эмиссии первого нейтрона $(n, nX)^1$. В этом случае направление вылета первого нейтрона реакции $(n, nX)^1$ равно, как и шесть его парциальных составляющих, эксклюзивных спектров нейтронов реакций $(n, n\gamma)^1$, $(n, 2n)^1$, $(n, 3n)^1$ и интересующих нас $(n, nf)^1$, $(n, 2nf)^1$ и $(n, 3nf)^1$ нейтронов, коррелирует с импульсом налетающих нейтронов. Здесь и в дальнейшем верхний индекс идентифицирует последовательно испускаемые нейтроны в соответствующей реакции. Направление эмиссии мгновенных нейтронов деления из осколков деления коррелирует, главным образом, с направлением разлета осколков, т.е. осью деления. Те и другие нейтроны регистрируются в экспериментах в совпадении с осколками деления и разделить их можно было бы, например, регистрируя нейтроны под разными углами относительно падающего пучка. В [24] для реакции $^{239}\text{Pu}(n, F)$ показано, что, регистрируя таким образом мгновенные нейтроны деления, можно выделить угловую зависимость эмиссии предделительных нейтронов и определить ее влияние на СМНД. Моделируя угловую зависимость эксклюзивных спектров предделительных нейтронов, можно воспроизвести данные [24] и предсказать подобные эффекты для реакции $^{235}\text{U}(n, F)$, фрагментарно описанные в [12]. Однако основным фактором, определяющим наблюдаемые характеристики мгновенных нейтронов деления, является энергия возбуждения делящихся ядер после эмиссии x нейтронов.

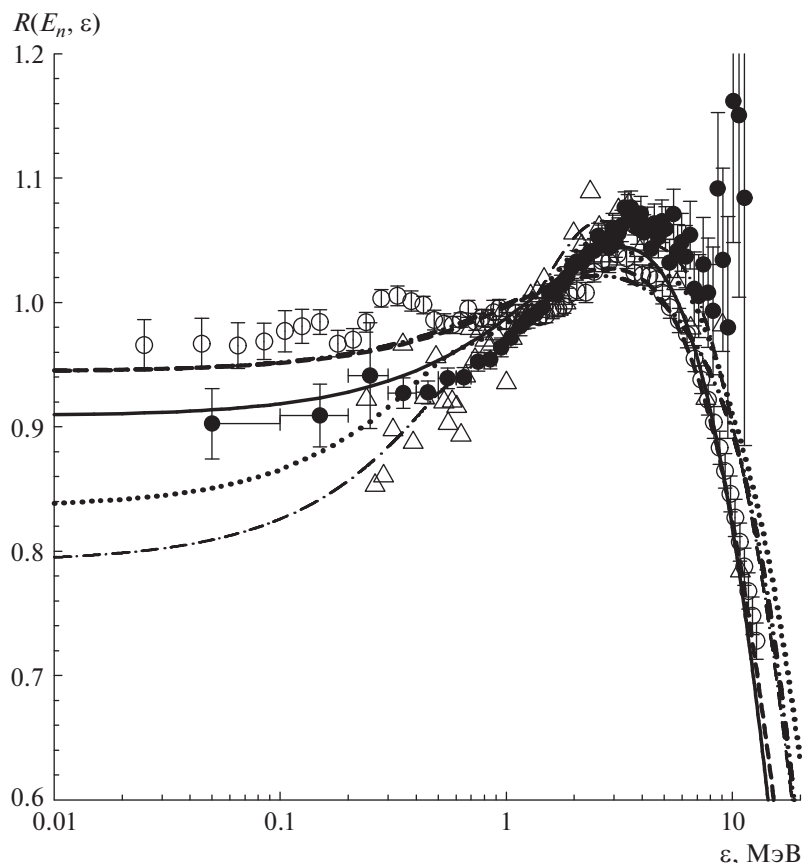


Рис. 1. Спектр мгновенных нейтронов деления ^{239}Pu тепловыми нейтронами относительно спектра Максвелла с $T = 1.37093$ МэВ. Кривые: сплошная — настоящая работа; штриховая — [3]; штрихпунктирная — ENDF/B-VIII.0 [48]; точечная — JEFF-3.3 [49]. Точки: ● — [10]; ○ — [26]; △ — [30].

2. МОДЕЛИРОВАНИЕ СПЕКТРОВ МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ

Мы будем рассматривать моделирование СМНД для Z -четных, N -нечетных ядер-мишеней на примере взаимодействия $^{239}\text{Pu} + n$. Для расчета спектров мгновенных нейтронов деления (МНД) реакции $^{239}\text{Pu}(n, F)$ ($^{235}\text{U}(n, F)$) для $E_n > E_{nnf}$ мы использовали статистическую модель, частично описанную в [14–19]. Эксклюзивные спектры вторичных нейтронов $(n, xn f)^{1, \dots, x}$ и $(n, xn)^{1, \dots, x}$, которые могут быть испущены ядром $(A+1)$, однозначно фиксируются при согласованном описании сечений $^{239}\text{Pu}(n, F)$ ($^{235}\text{U}(n, F)$), $^{239}\text{Pu}(n, 2n)$ ($^{235}\text{U}(n, 2n)$) и $^{239}\text{Pu}(n, 3n)$ ($^{235}\text{U}(n, 3n)$), а также эмиссионных нейтронных спектров при $E_n \sim 14$ МэВ. Одновременно определяются вклады реакций $^{239}\text{Pu}(n, xn f)$ ($^{235}\text{U}(n, xn f)$) в наблюдаемое сечение деления $^{239}\text{Pu}(n, F)$ ($^{235}\text{U}(n, F)$).

Исходные значения параметров модели для расчета СМНД фиксированы при описании спектров мгновенных нейтронов деления тепловыми нейтронами [2, 3]. При определении энергии возбуждения

осколков

$$U = E_r + E_n + B_n - E_f^{\text{pre}} \quad (1)$$

используются новые данные [20–23] для полных кинетических энергий осколков деления до эмиссии нейтронов из осколков E_f^{pre} , E_r — энергия реакции деления, E_n и B_n — кинетическая и энергия связи нейтрона соответственно. Форма СМНД в тепловой точке $E_n \sim E_{\text{th}}$ — очень важный элемент моделирования, поскольку испускание нейтрона в реакции $(n, n f)$ может изменить форму СМНД настолько, что $\langle E \rangle$ СМНД станет меньше, чем $\langle E \rangle$ для реакции деления тепловыми нейтронами [14–19].

В измерениях СМНД [6, 7, 10–13, 25] диапазон регистрации мгновенных нейтронов деления $\varepsilon < \langle E \rangle$ вполне перекрывает соответствующий диапазон измерений СМНД для $E_n \sim E_{\text{th}}$ в [26–31], поэтому следующая возможная итерация в данном анализе будет связана с согласованием формы СМНД $^{239}\text{Pu}(n, f)$ и $^{235}\text{U}(n, f)$ в диапазоне $\varepsilon < \langle E \rangle$ для $E_n = E_{\text{th}}$ и $E_n \sim 1$ МэВ [10].

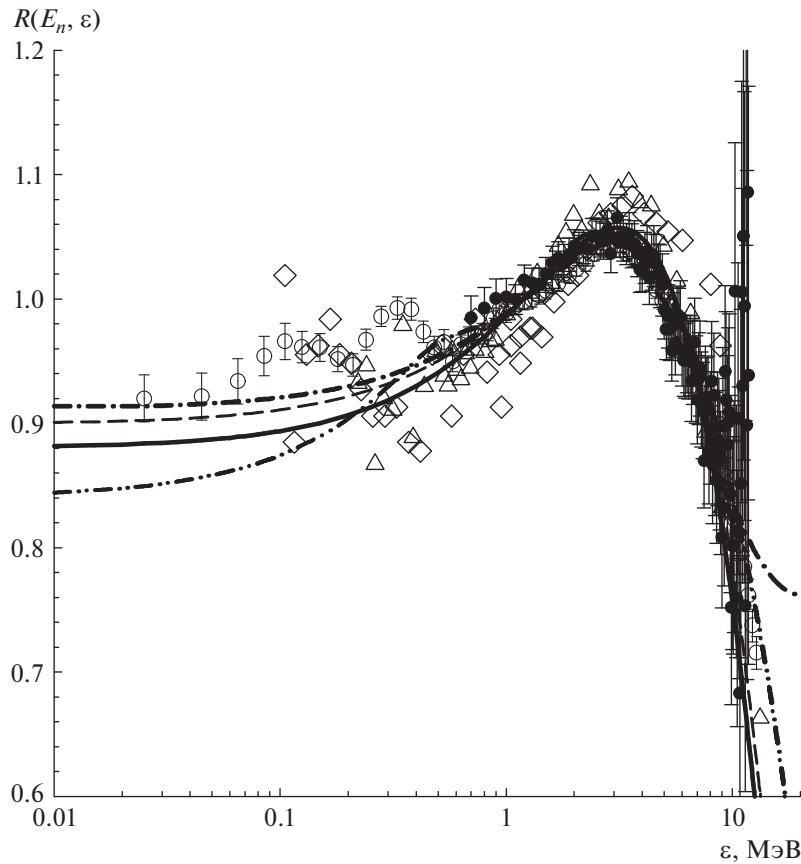


Рис. 2. Спектр мгновенных нейтронов деления ^{235}U тепловыми нейтронами относительно спектра Максвелла с $T = 1.32$ МэВ. Кривые: сплошная — настоящая работа; штриховая — [3]; штрихпунктирная — ENDF/B-VIII.0 [48]; дважды штрихпунктирная — JEFF-3.3 [49]. Точки: ● — [47]; Δ — [31]; о — [26]; ◇ — [12]. $E_n = 1.5$ МэВ.

Для энергий падающих нейтронов выше порога эмиссионного деления спектр МНД $S(\varepsilon, E_n)$ есть суперпозиция спектров предделительных нейтронов из реакций $(n, xn f) - d\sigma_{nxf}^k/d\varepsilon$ ($x = 0, 1, 2, 3$; $k = 1, \dots, x$) и постделительных спектров $S_{A+1-x}(\varepsilon, E_n)$ нейтронов, испаряющихся из осколков деления:

$$\begin{aligned}
 S(\varepsilon, E_n) &= \tilde{S}_{A+1}(\varepsilon, E_n) + \tilde{S}_A(\varepsilon, E_n) + \quad (2) \\
 &+ \tilde{S}_{A-1}(\varepsilon, E_n) + \tilde{S}_{A-2}(\varepsilon, E_n) = \\
 &= \nu_p^{-1}(E_n) \left\{ \nu_{p1}(E_n) \beta_1(E_n) S_{A+1}(\varepsilon, E_n) + \right. \\
 &+ \nu_{p2}(E_n - \langle E_{nnf} \rangle) \beta_2(E_n) S_A(\varepsilon, E_n) + \\
 &+ \beta_2(E_n) \frac{d\sigma_{nnf}^1}{d\varepsilon} + \nu_{p3}(E_n - B_n^A - \langle E_{n2nf}^1 \rangle - \\
 &- \langle E_{n2nf}^2 \rangle) \beta_3(E_n) S_{A-1}(\varepsilon, E_n) + \\
 &+ \beta_3(E_n) \left[\frac{d\sigma_{n2nf}^1}{d\varepsilon} + \frac{d\sigma_{n2nf}^2}{d\varepsilon} \right] + \nu_{p4}(E_n - B_n^A - \\
 &- B_n^{A-1} - \langle E_{n3nf}^1 \rangle - \langle E_{n3nf}^2 \rangle - \langle E_{n3nf}^3 \rangle) \times
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 &\times \beta_4(E_n) S_{A-2}(\varepsilon, E_n) + \beta_4(E_n) \times \\
 &\times \left[\frac{d\sigma_{n3nf}^1}{d\varepsilon} + \frac{d\sigma_{n3nf}^2}{d\varepsilon} + \frac{d\sigma_{n3nf}^3}{d\varepsilon} \right] \Bigg\}.
 \end{aligned}$$

В уравнении (2) $\tilde{S}_{A+1-x}(\varepsilon, E_n)$ — вклад $(x+1)$ -го шанса деления в наблюдаемый спектр мгновенных нейтронов деления, $\langle E_{nxf}^k \rangle$ — средняя энергия k -го нейтрона реакции $(n, xn f)$ со спектром $d\sigma_{nxf}^k/d\varepsilon$, где $k \leq x$, величины $S(\varepsilon, E_n)$ и $d\sigma_{nxf}^k/d\varepsilon$ нормированы на единицу. Индекс $(x+1)$ обозначает шанс деления (ядер ^{240}Pu , ^{239}Pu , ^{238}Pu и ^{237}Pu) после эмиссии x предделительных нейтронов, $\beta_x(E_n) = \sigma_{n,xf}/\sigma_{n,F}$ — вклад $(x+1)$ -го шанса деления в наблюдаемое сечение, $\nu_p(E_n)$ — наблюдаемое среднее число мгновенных нейтронов (множественность), $\nu_{px}(E_n)$ — среднее число мгновенных нейтронов деления, испускаемых из осколков деления ядер ^{240}Pu (^{236}U), ^{239}Pu (^{235}U), ^{238}Pu (^{234}U) или ^{237}Pu (^{233}U).

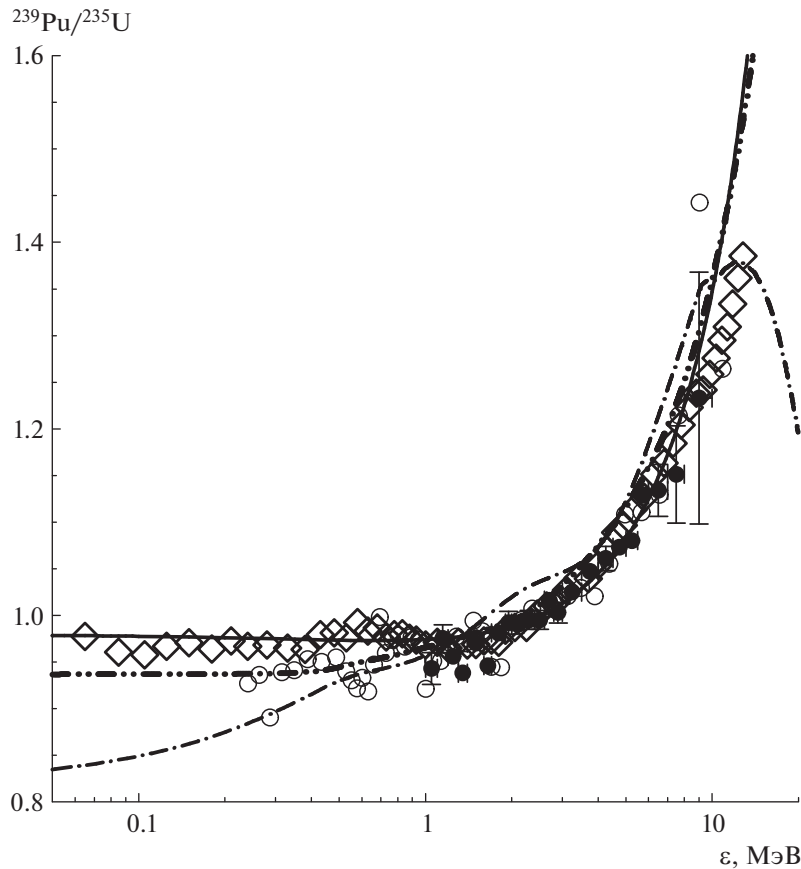


Рис. 3. Отношение спектров мгновенных нейтронов деления ^{239}Pu и ^{235}U тепловыми нейтронами и $E_n = 0.5$ МэВ. Кривые: сплошная — настоящая работа; штрихпунктирная — ENDF/B-VIII.0 [48]; дважды штрихпунктирная — JEFF-3.3 [49]. Точки: $\diamond$ — [26]; $\circ$ — [30, 31]; $\bullet$ — [50]. $E_n = 0.5$ МэВ.

Спектры нейтронов, испаряющихся из осколков деления $S_{A+1-x}(\varepsilon, E_n)$, как предложено в [32], были представлены суммой двух распределений Уатта [33]:

$$S_x(\varepsilon, E_n) = 0.5 \sum_{j=1}^2 W_j(\varepsilon, E_n, T_{xj}(E_n), \alpha), \quad (3)$$

$$W_j(\varepsilon_n, E_n, T_{xj}(E_n), \alpha) = \frac{2}{\sqrt{\pi} T_{xj}^{3/2}} \sqrt{\varepsilon} \times \exp\left(-\frac{\varepsilon}{T_{xj}}\right) \exp\left(-\frac{E_{vxj}^0}{T_{xj}}\right) \frac{\text{sh}(\sqrt{b_{xj}\varepsilon})}{\sqrt{b_{xj}\varepsilon}}, \quad (4)$$

$$b_{xj} = \frac{4E_{vxj}^0}{T_{xj}^2}, \quad (5)$$

$$T_{xj} = k_{xj} \sqrt{E_i^*} = k_{xj} \sqrt{E_r - E_{fx}^{\text{pre}} + U_x}.$$

После эмиссии x эксклюзивных предделительных (n, xnf) нейтронов энергия возбуждения оста-

точных ядер уменьшается на величину энергий связи нейтронов B_{nx} и их средних кинетических энергий $\langle E_{xj} \rangle$. Величина энергии возбуждения U_x для ядра $(A + 1 - x)$ после эмиссии x нейтронов определяется как

$$U_x = E_n + B_n - \sum_{x, 1 \leq k \leq x} (\langle E_{nknf}^k \rangle + B_{nx}). \quad (6)$$

Энергия возбуждения осколков определяется как

$$E_{nx} = E_r - E_{fx}^{\text{pre}} + E_n + B_n - \sum_{x, 1 \leq k \leq x} (\langle E_{nknf}^k \rangle + B_{nx}). \quad (7)$$

Величина “температуры” для каждого осколка при делении ядра $(A + 1 - x)$ определяется уравнением (5). Для легкого и тяжелого осколков ($j = l, h$) T_{xj} — “температуры” для x -го ядра при делении после предварительной эмиссии нейтронов, α — отношение кинетической энергии осколков ТКЕ в момент эмиссии нейтронов к значению ТКЕ после

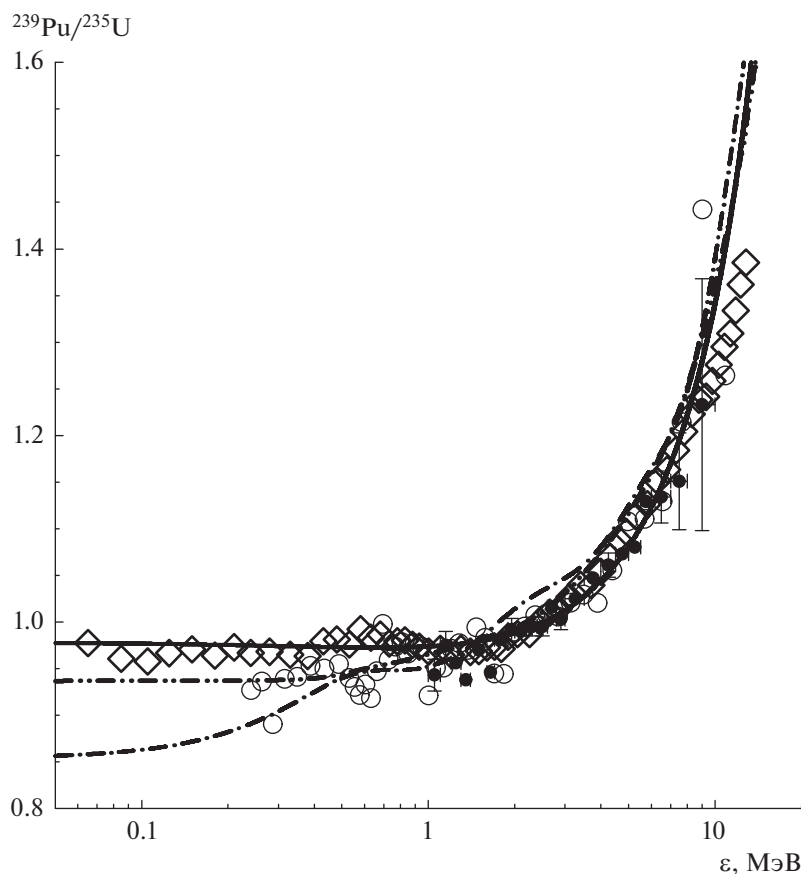


Рис. 4. Отношение спектров мгновенных нейтронов деления ^{239}Pu и ^{235}U при $E_n = 0.5$ МэВ и $E_n = 1.5$ МэВ. Кривые: сплошная — настоящая работа; штрихпунктирная — ENDF/B-VIII.0 [48]; дважды штрихпунктирная — JEFF-3.3 [49]. Точки: $\diamond$ — [26]; $\circ$ — [30, 31]; $\bullet$ — [50].

полного ускорения осколков, $\alpha = 0.860$ для ^{240}Pu и $\alpha = 0.950$ для ^{236}U . В формулах (3)–(5) энергия на один нуклон в с.ц.м. равна $E_{vxj}^0 = \frac{A_{hx}}{A_{lx}A_x} \alpha E_{fx}^{\text{pre}}$.

Предположение, что легкий и тяжелый осколки испускают одинаковое число нейтронов, является упрощением, однако в [34, 35] показано, что учет зависимости множественности мгновенных нейтронов в реакции $^{235}\text{U}(n, F)$ от массы осколка слабо сказывается на форме спектров МНД. Отношение значений “температур” для легкого и тяжелого осколков $\frac{T_l}{T_h} = 1.1215$ является еще одним полуэмпирическим параметром, который позволяет описать форму СМНД. Его мы будем считать неизменным от ядра к ядру, k_{ij} — обратное значение квадратного корня основного параметра плотности уровней для осколков деления.

Средняя энергия СМНД $\langle E \rangle$ в л.с. определяется как $\langle E \rangle = \langle \varepsilon \rangle + E_v$, где $\langle \varepsilon \rangle$ — средняя энергия МНД в с.ц.м., а E_v — параметр распределения

Уатта [32, 33]. Обычно предполагается, что большинство мгновенных нейтронов деления испускается полностью ускоренными осколками, однако можно предположить, что часть нейтронов испускается в момент или вскоре после разрыва ядра [36], до полного ускорения осколков. С другой стороны, вклад в формирование наблюдаемых спектров мгновенных нейтронов вносят разнообразные пары осколков, возможен целый спектр кинетических энергий, энергий возбуждения и энергий реакции деления. Для компенсации приближений, состоящих в использовании пары “псевдоосколков”, усредненных энергии реакции деления, ТКЕ и проч., и будет использоваться свободный параметр “ α ”.

Для описания спектров МНД для $E_n > E_{n2nf}$, где E_{n2nf} — порог реакции $(n, 2nf)$, потребовалось дополнительное уменьшение скорости СЦМ в момент эмиссии нейтронов [14, 15], введение дополнительного параметра “ α_1 ” позволило описать наблюдаемые спектры МНД для реакций $^{238}\text{U}(n, F)$, $^{235}\text{U}(n, F)$ и $^{232}\text{Th}(n, F)$ [2, 3, 14–19].

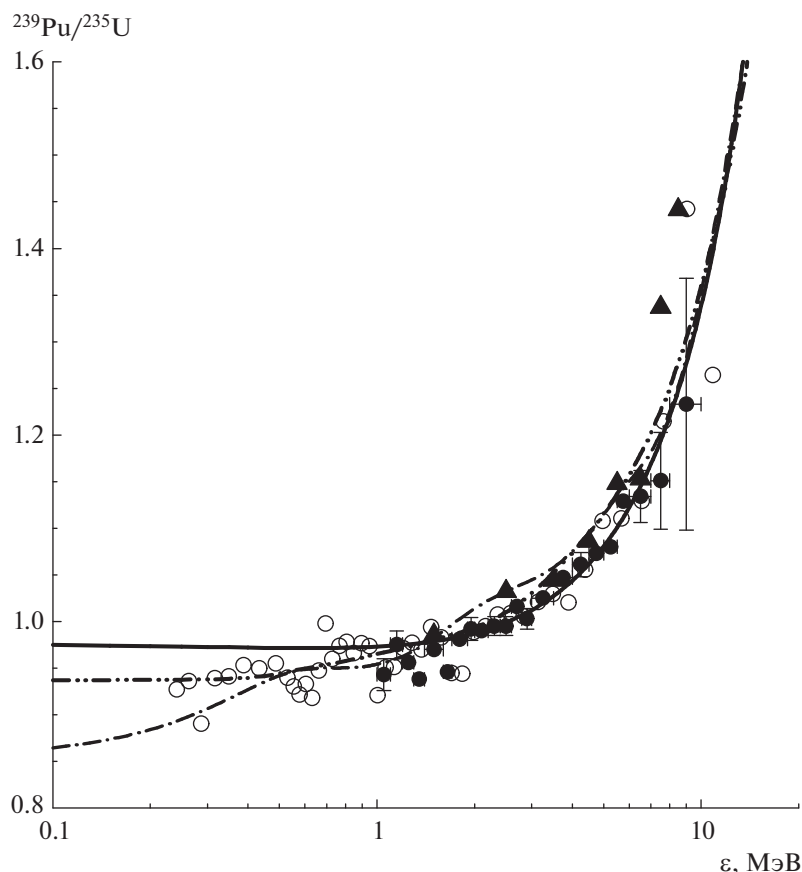


Рис. 5. Отношение спектров мгновенных нейтронов деления ^{239}Pu и ^{235}U при $E_n = 1.5$ МэВ. Кривые: сплошная — настоящая работа; штрихпунктирная — ENDF/B-VIII.0 [48]; дважды штрихпунктирная — JEFF-3.3 [49]. Точки: $\circ$ — [30, 31]; $\bullet$ — [50]; $\blacktriangle$ — [51].

2.1. Спектры предделительных $(n, xnf)^1$ нейтронов

Вклад реакций эмиссионного деления $^{239}\text{Pu}(n, xnf)$ в наблюдаемое сечение деления $^{239}\text{Pu}(n, F)$

$$\sigma_{nF}(E_n) = \sigma_{nf}(E_n) + \sum_{x=1}^X \sigma_{n, xnf}(E_n) \quad (8)$$

определяет вероятность деления $P_f^{J\pi}(E)$ ядер $\text{Pu}(U)$, т.е. ^{240}Pu , ^{239}Pu и $\dots$ $^{240-x}\text{Pu}$, как

$$\sigma_{n, xnf}(E_n) = \sum_{J\pi}^J \int_0^{U_{x+1}^{\max}} W_{A+1-x}^{J\pi}(U) \times \quad (9)$$

$$\times P_{f(A+1-x)}^{J\pi}(U) dU,$$

где $W_{A+1-x}^{J\pi}(U)$ — заселенность состояний $(A + 1 - x)$ ядра с энергией возбуждения U после эмиссии x предделительных нейтронов. Энергия возбуждения $U_{x+1}^{\max}$ определяется энергией налетающих нейтронов и энергией, уносимой из яд-

ра $A + 1$ вторичными нейтронами, для реакции $^{235}\text{U}(n, F)$ процедура аналогична.

Конкуренция деления и эмиссии нейтронов из ядер $^{240-x}\text{Pu}$, образовавшихся после эмиссии первого испарительного/предравновесного нейтрона, моделируется в формализме Хаузера–Фешбаха. Вклады реакций (n, nf) , $(n, 2nf)$ $\dots$ (n, xnf) , т.е. вероятности деления $P_{f(A+1-x)}^{J\pi}$, определяются при согласованном описании наблюдаемого сечения деления $^{239}\text{Pu}(n, F)$, сечений деления $^{238}\text{Pu}(n, F)$, $^{237}\text{Pu}(n, F)$ и $^{236}\text{Pu}(n, F)$, а также сечения реакции $^{239}\text{Pu}(n, 2n)$ [17, 18]. Для СМНД реакции $^{235}\text{U}(n, F)$ используются сечения деления $^{235}\text{U}(n, F)$, $^{234}\text{U}(n, F)$, $^{233}\text{U}(n, F)$ и $^{232}\text{U}(n, F)$, а также сечения реакции $^{235}\text{U}(n, 2n)$ и $^{235}\text{U}(n, 2n)$ [16].

Спектр первого нейтрона реакции $(n, nX)^1$

$$\frac{d\sigma_{nnx}^1}{d\varepsilon} = \sum_{J, \pi} W^A(E_n - \varepsilon, J^\pi) \quad (10)$$

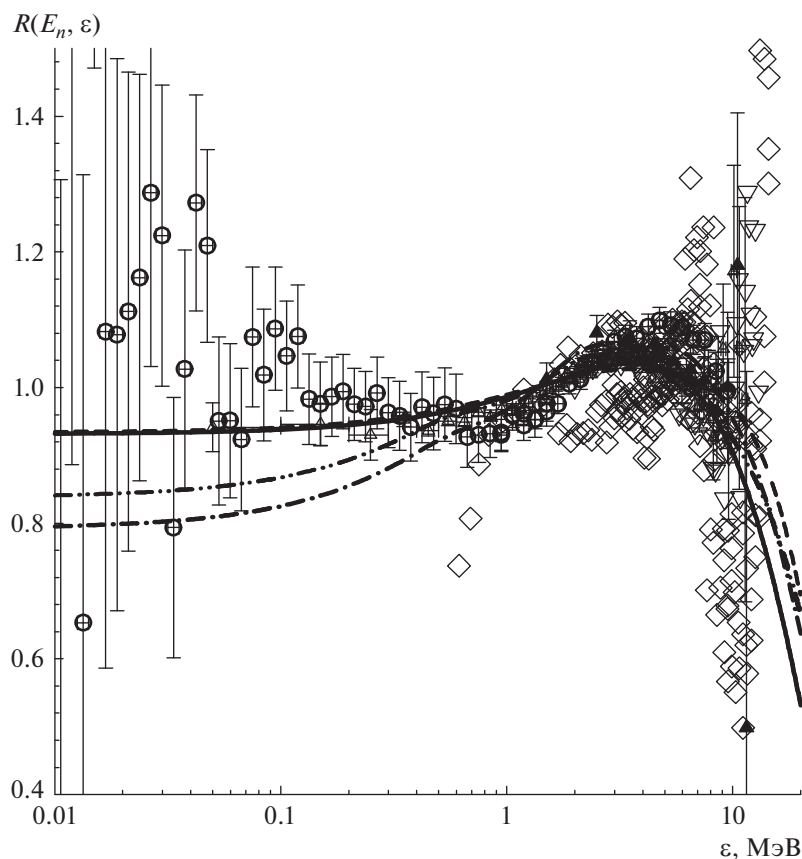


Рис. 6. Спектр мгновенных нейтронов деления при $E_n = 1.5$ МэВ реакции $^{239}\text{Pu}(n, f)$ относительно спектра Максвелла с $T = 1.385$ МэВ. Кривые: сплошная — настоящая работа; штрихпунктирная — ENDF/B-VIII.0 [48]; дважды штрихпунктирная — JEFF-3.3 [49]; короткая штриховая — [32]. Точки: Δ — [10]; $\circ$ — [11]; $\blacktriangle$ — [51]; ∇ — [52]; $\diamond$ — [53].

зависит от делимости ядра-мишени нейтронами и определяет эксклюзивные спектры всех парциальных реакций (вычисление этих спектров реализовано нами в компьютерном коде STAPRE [37]). В уравнении (10) $W^A(E_n - \varepsilon, J^\pi)$ есть вероятность заселения состояний остаточного ядра A со спином и четностью J^π при энергии возбуждения $U = E_n - \varepsilon$. Для компаунд-ядра с массой $A + 1$ энергия возбуждения равна $U = E_n + B_n$, для остаточного ядра A $U = E_n - \varepsilon$.

В дальнейшем можно не приводить индексы спина и четности J^π в обозначениях делительной Γ_f , нейтронной Γ_n и полной Γ ширин, а также суммирования по спину и четности J^π , которые проводились с учетом законов сохранения при последовательной эмиссии нейтронов. Эксклюзивный спектр первого нейтрона в реакции $(n, nf)^1$ можно определить как

$$\frac{d\sigma_{nnf}^1}{d\varepsilon} = \frac{d\sigma_{nnx}^1(\varepsilon)}{d\varepsilon} \frac{\Gamma_f^A(E_n - \varepsilon)}{\Gamma^A(E_n - \varepsilon)}. \quad (11)$$

Спектр первого нейтрона содержит предравновесную/полупрямую компоненту, жесткая часть

эксклюзивного спектра нейтронов из реакции $(n, nf)^1$ определяется вероятностью деления ядра A . Наиболее исследованным для определения спектра первого нейтрона реакции $(n, nX)^1$ является ядро-мишень ^{238}U . Эмиссионные спектры нейтронов, формирующиеся при взаимодействии нейтронов с ядром-мишенью ^{238}U , проявляют сильную угловую анизотропию [38, 39]. Учет прямого возбуждения коллективных уровней полосы основного состояния $J^\pi = 0^+, 2^+, 4^+, 6^+, 8^+$ в модели жесткого ротатора, прямого возбуждения уровней γ -ротационных полос $K^\pi = 0^+, 2^+$, уровней октупольной полосы $K^\pi = 0^-$ с помощью модели мягкого деформируемого ротатора [40] позволяет аппроксимировать угловую зависимость спектра эмиссии первого нейтрона, соответствующую энергии возбуждения ядер ^{238}U $U = 1-6$ МэВ, как

$$d\sigma_{nnx}^1/d\varepsilon \approx d\tilde{\sigma}_{nnx}^1/d\varepsilon + \sqrt{\frac{\varepsilon}{E_n}} \frac{\langle \omega(\theta) \rangle_\theta}{E_n - \varepsilon}. \quad (12)$$

Усредненную по углу эмиссии функцию $\omega(\theta)$, $\langle \omega(\theta) \rangle_\theta$ можно аппроксимировать как $\langle \omega(\theta) \rangle_\theta \sim$

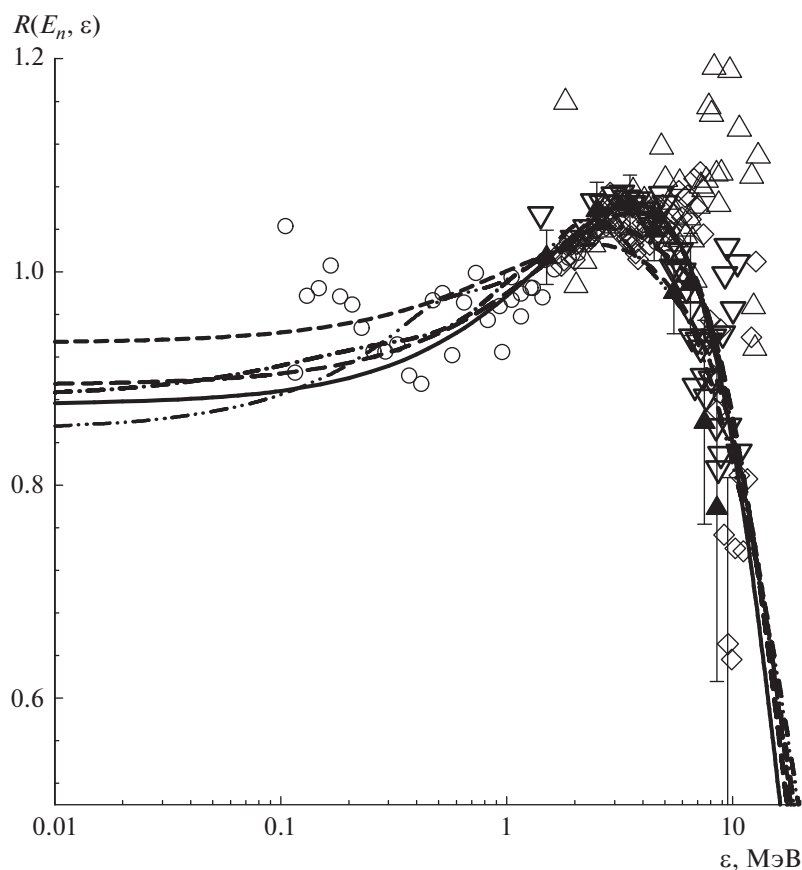


Рис. 7. Спектр мгновенных нейтронов деления при $E_n = 1.5$ МэВ реакции $^{235}\text{U}(n, F)$ относительно спектра Максвелла с $T = 1.34175$ МэВ. Кривые: сплошная — настоящая работа; штриховая — [2, 3]; штрихпунктирная — ENDF/B-VIII.0 [48]; дважды штрихпунктирная — JEFF-3.3 [49]; короткая штриховая — [32]. Точки: $\circ$ — [12]; $\blacktriangle$ — [51]; $\diamond$ — [53]; Δ — [54]; ∇ — [55].

$\sim \omega(\theta \approx 90^\circ)$. Спектр эмиссии первого нейтрона $d\tilde{\sigma}_{nnx}^1/d\varepsilon$ соответствует сумме компаундной и слабо зависящей от угла эмиссии предравновесной компонент. В таком феноменологическом подходе удастся воспроизвести экспериментальные эмиссионные нейтронные спектры [38, 39] для взаимодействия $^{238}\text{U} + n$. Для нейтронных реакций наиболее продвинутыми являются методы QRPA, однако пока не удастся приемлемо описать эмиссионные нейтронные спектры ни для $^{238}\text{U} + n$, ни для $^{239}\text{Pu} + n$ [41]. Не удастся распространить и модель мягкого ротатора на Z -четные, N -нечетные ядра-мишени. Поэтому аппроксимация спектра первого нейтрона (12), полученная из условия описания дифференциальных эмиссионных спектров $^{238}\text{U} + n$ [38, 39], будет использована для описания эмиссионных спектров взаимодействий $^{239}\text{Pu} + n$ и $^{235}\text{U} + n$. Одновременно адекватно учитывается влияние делимости ядра-мишени на спектр вторичных нейтронов.

Анизотропная часть дважды дифференциального спектра первого нейтрона максимально про-

явится в анизотропии спектра эмиссии нейтронов реакции $(n, n\gamma)^1$. Заметно проявится анизотропия при энергиях возбуждения, сравнимых с барьером деления ядер ^{239}Pu или ^{235}U , и в эксклюзивных спектрах $(n, nf)^1$, $(n, 2nf)^1$ и $(n, 2n)^1$ для $E_n > 12$ МэВ [42], и, как следствие, в наблюдаемых под разными углами СМНД [10–12, 24].

Спектр первого нейтрона для реакции $(n, 2nx)$, т.е. $(n, 2nx)^1$, определяется спектром первых нейтронов реакции $(n, nX)^1$ и вероятностью эмиссии нейтрона из ядра A как

$$\frac{d\sigma_{n2nx}^1}{d\varepsilon} = \frac{d\sigma_{nnx}^1(\varepsilon)}{d\varepsilon} \frac{\Gamma_n^A(E_n - \varepsilon)}{\Gamma^A(E_n - \varepsilon)}. \quad (13)$$

Спектр первого нейтрона для реакции $^{239}\text{Pu}(n, 2nf)$, т.е. $^{239}\text{Pu}(n, 2nf)^1$, определяется как

$$\frac{d\sigma_{n2nf}^1}{d\varepsilon} = \int_0^{E - B_n^{239}} \frac{d\sigma_{n2nx}^1(\varepsilon)}{d\varepsilon} \times \quad (14)$$

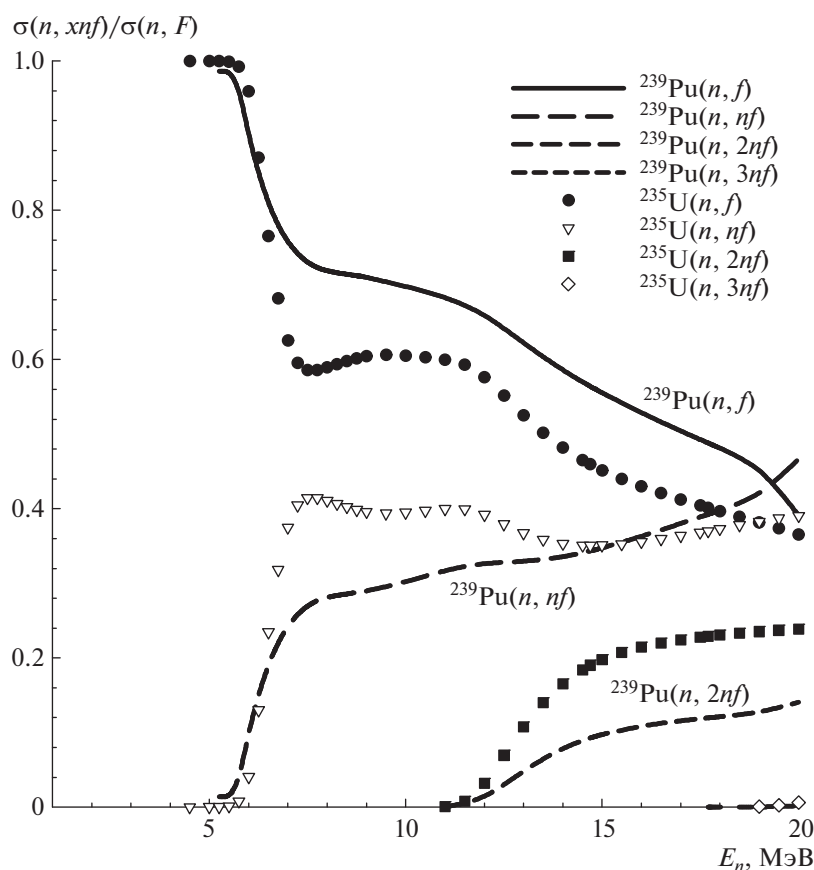


Рис. 8. Парциальные составляющие наблюдаемого сечения деления нейтронами $^{239}\text{Pu}(n, F)$ и $^{235}\text{U}(n, F)$. Кривые: сплошная — $^{239}\text{Pu}(n, f)$; штриховые — $^{239}\text{Pu}(n, xn f)$; сплошная — $^{235}\text{U}(n, f)$; штриховые — $^{239}\text{Pu}(n, xn f)$. Точки: ● — $^{239}\text{U}(n, f)$; ▽ — $^{235}\text{U}(n, nf)$; ■ — $^{235}\text{U}(n, 2nf)$; ◇ — $^{235}\text{U}(n, 3nf)$.

$$\times \frac{\Gamma_f^{238}(E_n - B_n^A - \varepsilon - \varepsilon_1)}{\Gamma^{238}(E_n - B_n^A - \varepsilon - \varepsilon_1)} d\varepsilon_1.$$

Спектры первого и последующих нейтронов для $^{238}\text{U}(n, 3nf)$ рассмотрены в [15], для реакций $^{239}\text{Pu}(n, 3nf)$ и $^{235}\text{U}(n, 3nf)$ они определяются аналогично, но рассматривать их здесь не следует, так как вклад реакций $(n, 3nf)$ в наблюдаемое сечение, например, $^{239}\text{Pu}(n, F)$, не превышает ~ 10 мбн.

Форма СМНД при $E_n \sim 6-7$ МэВ коррелирует с делимостью ядер, образующихся в реакциях (n, nf) , и сечениями конкурирующих реакций $(n, xn\gamma)$. Эксклюзивные спектры нейтронов реакции (n, nf) и нейтронов реакций $(n, n\gamma)$, $(n, 2n)^{1,2}$ позволяют детально определить, как относительные амплитуды нейтронных спектров реакций $(n, nf)^1$ варьируются с ростом энергии налетающих нейтронов E_n в зависимости от делимости ядер $(A+1)$ и A . Когда реакция (n, nf) конкурирует только с реакцией $(n, n\gamma)$, формы спектров предделительных нейтронов слабо зависят от делимости ядра-мишени нейтронами. С ростом

энергии налетающих нейтронов E_n открывается канал реакции $(n, 2n)$ и форма спектров (n, nf) нейтронов оказывается весьма чувствительной к парциальным/эксклюзивным спектрам нейтронов $(n, 2n)^1$ и $(n, 2n)^2$.

2.2. Спектры предделительных $(n, xn f)^2$ нейтронов

Спектры вторых нейтронов в реакции $(n, 2nx)$, $(n, 2nx)^2$, т.е. спектры эмиссии вторых нейтронов (нейтронов, испущенных из ядра с массовым числом A), рассчитывались путем интегрирования по спектру первых нейтронов реакции $(n, 2nx)^1$ как

$$\frac{d\sigma_{n2nx}^2}{d\varepsilon} = \int_0^{E_n - B_n^A - \varepsilon} \frac{d\sigma_{n2nx}^1(\varepsilon)}{d\varepsilon} \times \frac{\Gamma_n^A(E_n - B_n^A - \varepsilon - \varepsilon_1)}{\Gamma^A(E_n - B_n^A - \varepsilon - \varepsilon_1)} d\varepsilon_1. \quad (15)$$

Спектр второго нейтрона $(n, 2nf)^2$ реакции $^{239}\text{Pu}(n, 2nf)$ есть двойной интеграл от спектра

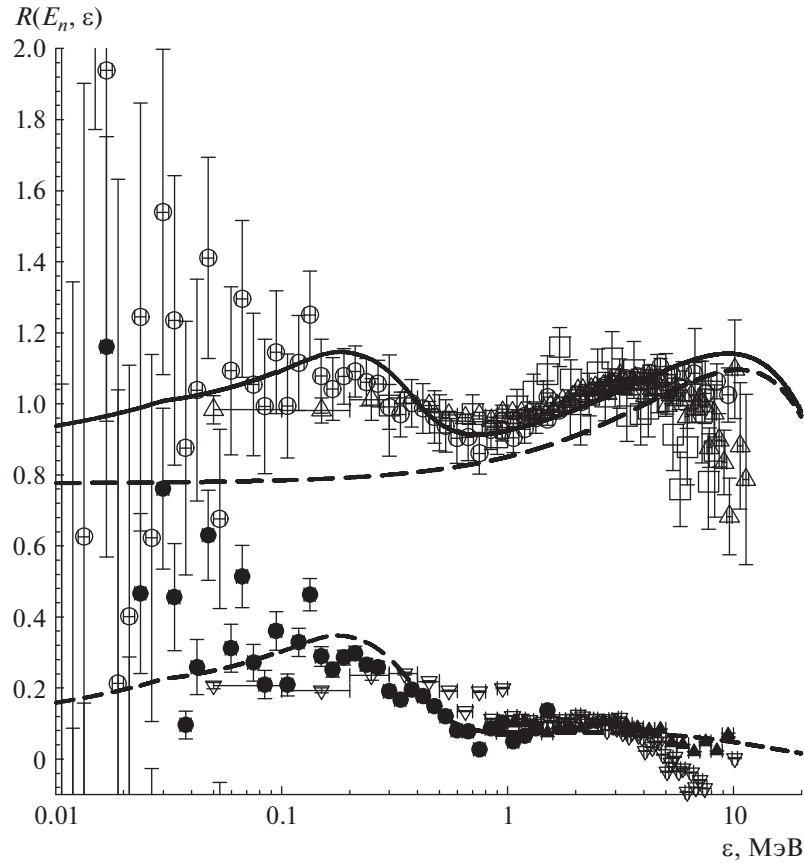


Рис. 9. Парциальные составляющие спектра мгновенных нейтронов деления при $E_n = 6.0$ МэВ реакции $^{239}\text{Pu}(n, F)$ относительно спектра Максвелла с $T = 1.4241$ МэВ. Кривые: сплошная — (n, F) ; штриховые — (n, xnf) . Точки: $\circ$ — (n, F) [11]; $\bullet$ — (n, nf) [11]; ∇ — (n, F) [10]; Δ — (n, nf) [10]; $\square$ — [56].

эмиссии вторых нейтронов $^{239}\text{Pu}(n, 2nx)^2$, определяется он как

$$\frac{d\sigma_{n2nf}^2}{d\varepsilon} = \int_0^{E-B_n} \frac{d\sigma_{n2nx}^2(\varepsilon)}{d\varepsilon} \times \frac{\Gamma_f^{A-1}(E_n - B_n^A - \varepsilon_1 - \varepsilon_2)}{\Gamma^{A-1}(E_n - B_n^A - \varepsilon_1 - \varepsilon_2)} d\varepsilon_1. \quad (16)$$

Эксклюзивные спектры первого и вторых нейтронов реакции $^{239}\text{Pu}(n, 2nf)$ определяются вероятностью деления ядра ^{238}Pu . Жесткая часть спектра первого нейтрона $\frac{d\sigma_{n2nf}^1}{d\varepsilon}$ реакции $^{239}\text{Pu}(n, 2nf)$ определяется вероятностью деления ядра ^{238}Pu вблизи порога деления.

2.3. Кинетическая энергия осколков и продуктов деления и множественность $\nu_p(E_n)$

Значения ТКЕ, кинетических энергий осколков до момента эмиссии мгновенных нейтронов E_F^{pre} ,

моделировались как суперпозиция ТКЕ ядер, дающих вклад в наблюдаемое сечение деления:

$$E_F^{\text{pre}}(E_n) = \sum_{x=0}^X E_{fx}^{\text{pre}}(E_{nx}) \sigma_{n,xnf} / \sigma_{n,F}. \quad (17)$$

Энергия возбуждения ядер $A, \dots, A+1-x$ определяется уравнением (7) с помощью средних энергий спектров эксклюзивных предделительных $(n, xnf)^{1,\dots,x}$ нейтронов. Кинетическая энергия продуктов деления, т.е. осколков после эмиссии мгновенных нейтронов из осколков E_F^{post} , определялась как

$$E_F^{\text{post}} \approx E_F^{\text{pre}} (1 - \nu_{\text{post}} / (A + 1 - \nu_{\text{pre}})). \quad (18)$$

Подобная зависимость E_f^{post} от E_n использовалась в [43] до порога эмиссии предделительных нейтронов E_{nnf} .

Наблюдаемое среднее число мгновенных нейтронов $\nu_p(E_n)$ определяется как

$$\nu_p(E_n) = \nu_{\text{post}} + \nu_{\text{pre}} = \quad (19)$$

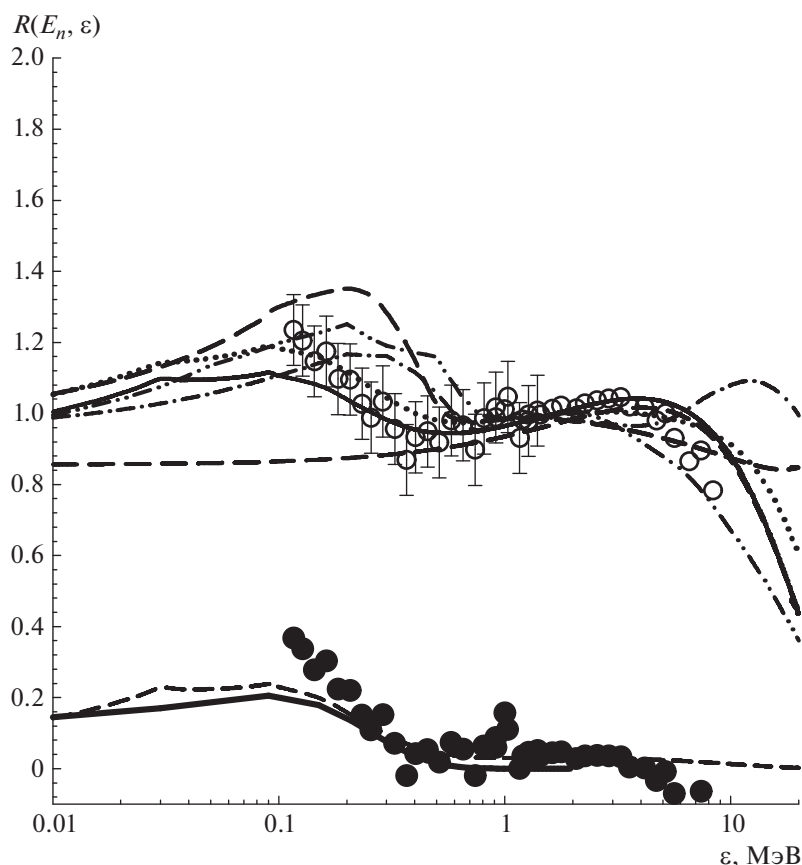


Рис. 10. Парциальные составляющие спектра мгновенных нейтронов деления при $E_n = 6.0$ МэВ реакции $^{235}\text{U}(n, F)$ относительно спектра Максвелла с $T = 1.4241$ МэВ. Кривые: см. рис. 9, сплошная — $(n, nf)^1$; пунктирная — [16]; штриховая — JENDL-4.0 [67]; штрихпунктирная — ENDF/B-VIII.0 [48]; дважды штрихпунктирная — JEFF-3.3 [49]. Точки: $\circ$ — [12]; $\bullet$ — (n, nf) [12].

$$= \sum_{x=0}^X \nu_{px}(E_{nx}) + \sum_{x=1}^X (x-1)\beta_x(E_n).$$

Выделение постделительных ($\nu_{\text{post}}(E_n)$) и предделительных ($\nu_{\text{pre}}(E_n)$) компонент нейтронов деления основано на совместном описании среднего числа мгновенных нейтронов $\nu_p(E_n)$ [44–46] и сечения деления $^{239}\text{Pu}(n, F)$ для $E_n < 20$ МэВ. При $E_n = 20$ МэВ вклад предделительных нейтронов в $\nu_p(E_n)$ может достигать $\sim 0.15\nu_p$ [15, 16].

3. МОДЕЛИРОВАНИЕ СМНД $^{239}\text{Pu}(n, f)$ И $^{235}\text{U}(n, f)$ ДО ПОРОГА РЕАКЦИИ (n, nf)

Данные недавних детальных измерений СМНД для $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}, f)$ и $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$ [30, 31] отличаются от данных [26–29] и [47] систематически. Учет данных [30, 31] в рамках безмодельного описания СМНД [2, 3] с помощью сплайнов привел бы к значительному изменению форм СМНД, полученных для реакций деления $^{233}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$, $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$ и $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}, f)$ (см. рис. 1 и рис. 2). Данные [26–29]

представлены на рис. 1 и рис. 2 в виде сплайн-аппроксимации [2, 3], которая отражает эмпирические закономерности, обнаруженные при совместном статистическом анализе измерений СМНД для $^{233}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$, $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$ и $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}, f)$ и $^{252}\text{Cf}(sf)$ [26–29]. Анализ данных [30, 31] для $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}, f)$ и $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$ показывает, что в диапазоне энергий нейтронов деления $0.02 < \varepsilon < 5$ МэВ они поддерживают оценку ENDF/B-VIII.0 [48], которая систематически противоречит данным [26–29]. При этом в диапазоне энергий СМНД $5 < \varepsilon < 11$ МэВ данные измерений [30] для $^{239}\text{Pu}(n, f)$ вполне согласуются с оценкой [2, 3], основанной на измеренных данных [26–29]. Оценки СМНД $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}, f)$ в ENDF/B-VIII.0 [48] и JEFF-3.3 [49] согласуются во многих чертах с данными [30], но по существу игнорируют данные измерений [26–29]. В случае $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$ СМНД в ENDF/B-VIII.0 [48] согласуется с оценкой [2, 3], но для $E_n > E_{\text{th}}$ различия оценок ENDF/B-VIII [48] и JEFF-3.3 [49] от новых данных [6, 7, 10–12] довольно велики. Данные [47] детально поддерживают оценку СМНД

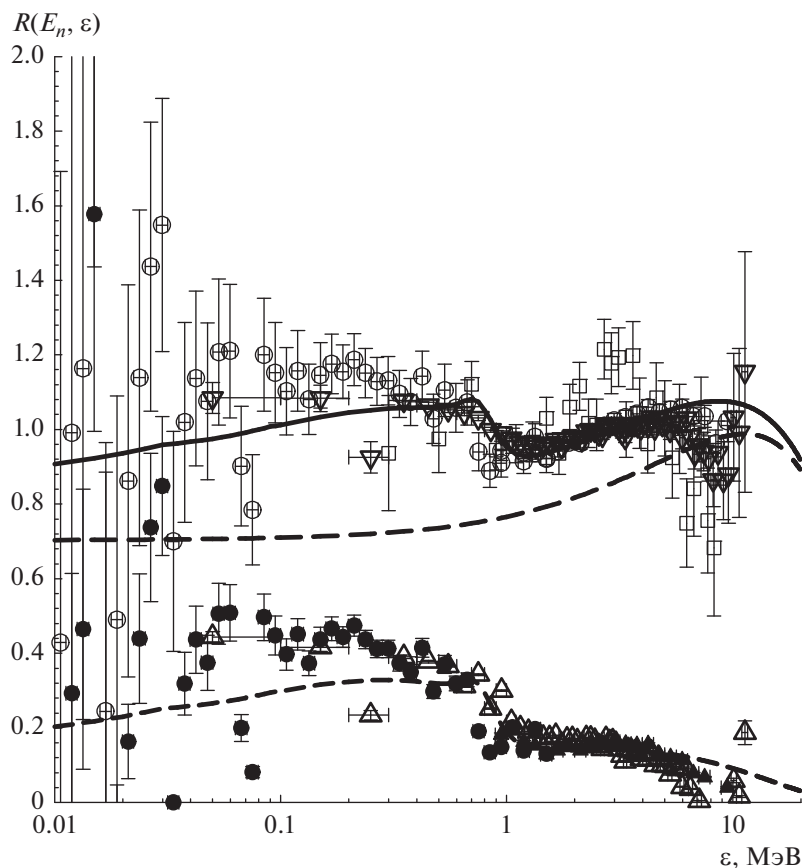


Рис. 11. Парциальные составляющие спектра мгновенных нейтронов деления при $E_n = 6.5$ МэВ реакции $^{239}\text{Pu}(n, F)$ относительно спектра Максвелла с $T = 1.4241$ МэВ. Кривые: сплошная — (n, F) ; штриховые — (n, xnF) . Точки: $\circ$ — (n, F) [11]; $\bullet$ — (n, nf) [11]; ∇ — (n, F) [10]; Δ — (n, nf) [10]; $\square$ — [56].

$^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$ настоящей работы и безмодельного описания [2, 3].

Эти обстоятельства и определяют необходимость согласованного описания массива измеренных СМНД для E_n от E_{th} до 20 МэВ.

Перенормировка параметров модели [14–19] к данным новых измерений полных кинетических энергий осколков деления ТКЕ [20–23] влияет, главным образом, на форму спектров нейтронов из осколков деления первичного ядра $A + 1$ в диапазоне $\varepsilon > E_{\text{nnf}1}$, где $E_{\text{nnf}1}$ — граничная энергия $(n, nf)^1$ нейтрона.

Сравнение экспериментальных данных по СМНД для реакций $^{235}\text{U}(n, f)$ и $^{239}\text{Pu}(n, f)$ [6, 7, 10–13, 25–31] для интервала энергий $E_{\text{th}} < E_n < E_{\text{nnf}}$ показывает, что повышенный выход нейтронов деления с энергией $\varepsilon < 1$ МэВ наблюдается во всех случаях, за исключением измерений СМНД при $E_n = E_{\text{th}}$ в [30, 31]. В работе [30, 31] СМНД измерены относительно спектра мгновенных нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf . Абсолютизация такого отношения сопряжена с введением различных поправок, которые могут

привести к систематическому искажению СМНД. Для отношения спектров СМНД $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}, f)$ и $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$ такие погрешности будут частично подавлены.

Отношения СМНД $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}, f)$ и $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$ из работ [30, 31] можно сравнить с измерениями отношения этих спектров в [50] для $E_n \sim 0.5$ МэВ. На рис. 3 и рис. 4 видно, что в диапазоне энергий $1 < \varepsilon < 10$ МэВ отношения измеренных СМНД для $^{239}\text{Pu}(n, f)$ и $^{235}\text{U}(n, f)$ при $E_n \sim E_{\text{th}}$ и $E_n \sim 0.5$ МэВ слабо зависят от энергии налетающих нейтронов. Соответствующие отношения теоретических СМНД для $E_n \sim E_{\text{th}}$ и $E_n \sim 0.5$ МэВ как из [2, 3, 16], так и из настоящей работы, наилучшим образом согласуются с экспериментальной зависимостью отношений СМНД [30, 31] и [50]. СМНД из ENDF/B-VIII.0 [48] не воспроизводят измеренные отношения СМНД для $^{239}\text{Pu}(n, f)$ и $^{235}\text{U}(n, f)$ как для $E_n \sim E_{\text{th}}$ [30, 31], так и для $E_n \sim 0.5$ МэВ [50]. Для диапазона энергий $\varepsilon < 10$ МэВ завышенная величина отношения СМНД ENDF/B-VIII.0 [48] обусловлена нормировкой к данным [51]. Аномальная зависимость

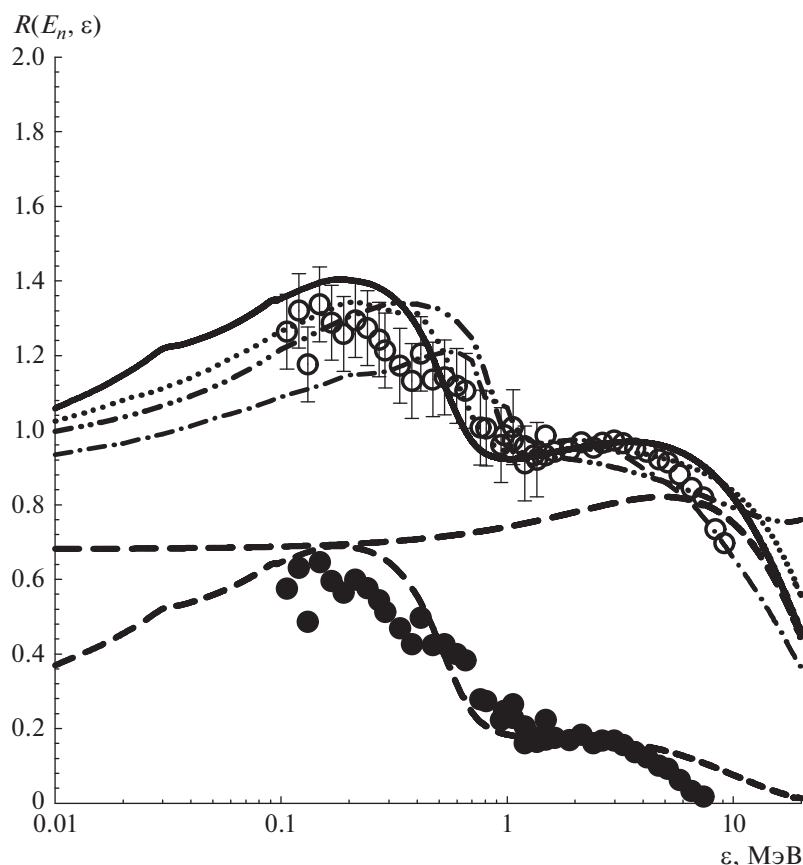


Рис. 12. Парциальные составляющие спектра мгновенных нейтронов деления при $E_n = 6.5$ МэВ реакции $^{235}\text{U}(n, F)$ относительно спектра Максвелла с $T = 1.4241$ МэВ. Кривые: сплошная — (n, F) ; штриховые — (n, xnf) ; пунктирная — [16]; штрихпунктирная — JEFF-3.3 [49]; дважды штрихпунктирная JENDL-4.0 [67]. Точки: ○ — [12]; ● — (n, nf) [12].

отношения СМНД ENDF/B-VIII.0 для $E_n \sim E_{th}$ при $\varepsilon > 10$ МэВ объясняется завышенной оценкой СМНД для $^{235}\text{U}(n_{th}, f)$ [48].

Эмпирическая закономерность, обнаруженная для измеренных отношений СМНД $^{239}\text{Pu}(n, f)$ и $^{235}\text{U}(n, f)$ для $E_n \sim E_{th}$ и $E_n \sim 0.5$ МэВ, имеет место для расчетных СМНД из [2, 3, 16] и настоящей работы и при $E_n \sim 1.5$ МэВ (см. рис. 5). Для $E_n \sim 1.5$ МэВ отношения СМНД $^{239}\text{Pu}(n, f)$ и $^{235}\text{U}(n, f)$, полученные при описании интегрального эксперимента [51], систематически выше расчетов настоящей работы и расчетов [2, 3, 16]. Отношения СМНД из ENDF/B-VIII.0 [48] при $E_n \sim E_{th}$, $E_n \sim 0.5$ МэВ и $E_n \sim 1.5$ МэВ в диапазоне энергий $0 < \varepsilon < 9$ МэВ слабо зависят от E_n , однако воспроизводят они только энергетическую зависимость отношения СМНД $^{239}\text{Pu}(n, f)$ и $^{235}\text{U}(n, f)$ из работы [51] (см. рис. 5).

Для $E_n \sim E_{th}$ и $E_n \sim 0.5$ МэВ расчеты/оценки [48, 49] противоречат отношениям экспериментальных СМНД для $^{239}\text{Pu}(n, f)$ и $^{235}\text{U}(n, f)$ [30, 31]. Отчасти это связано с нормировкой расчетов СМНД [48] для $^{239}\text{Pu}(n, f)$ к данным интегральных

измерений [51] для $E_n \sim 1.5$ МэВ. По сравнению с дифференциальными данными [6, 7, 10–13, 25–29] для $^{239}\text{Pu}(n, f)$ данные интегральных измерений [51] для $E_n \sim 1.5$ МэВ оказываются завышенными в области $\varepsilon \sim \langle E \rangle$ на $\sim 5\%$. На рис. 6 видно, что оценка СМНД $^{239}\text{Pu}(n, f)$ [3] и настоящей работы для $E_n \sim 1.5$ МэВ хорошо согласуется с данными [10] в диапазоне энергий нейтронов $\varepsilon \sim 0.1$ –10 МэВ. Данные [52–56] характеризуются значительным разбросом, однако следует отметить, что предварительные данные авторов [52], представленные в [55], согласуются с данными новых измерений [10].

Для СМНД $^{235}\text{U}(n, f)$ при $E_n \sim 1.5$ МэВ измеренные данные [54] и [12] согласуются в диапазоне энергий $\varepsilon < 7$ МэВ (см. рис. 7). Повышенное количество “мягких” нейтронов в расчете данной работы и [2, 3, 16], по сравнению с оценкой ENDF/B-VIII [48], подтверждается дифференциальными экспериментами [6, 7, 10–13, 25–29].

Для $E_n \sim E_{th}$ перенормировка параметров модели с учетом новых данных по кинетическим энергиям осколков приводит к уменьшению вклада

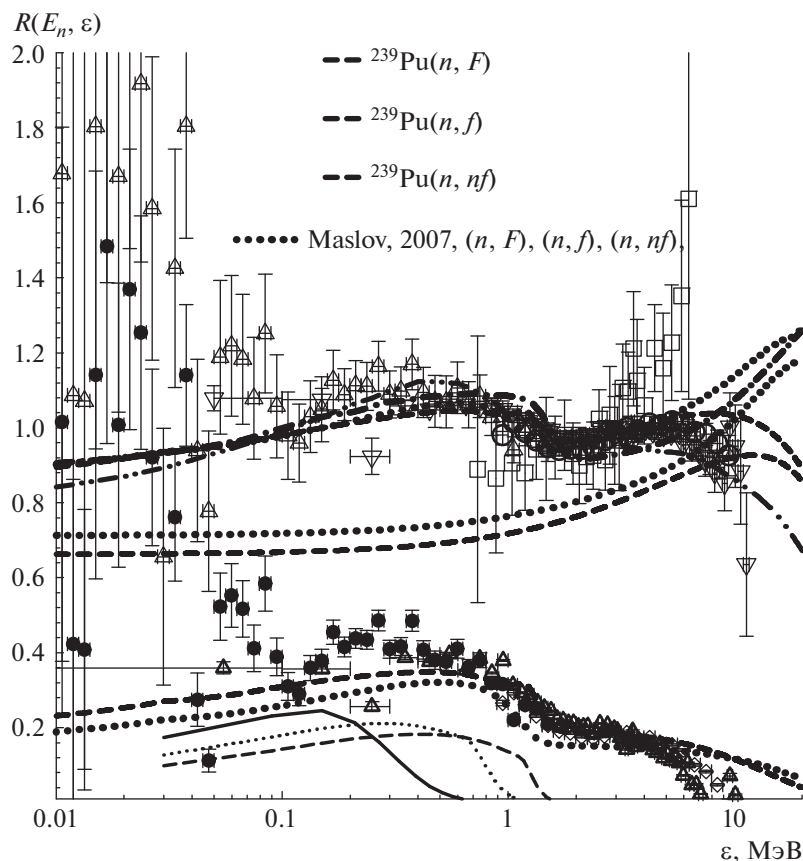


Рис. 13. Парциальные составляющие спектра мгновенных нейтронов деления при $E_n = 7.0$ МэВ реакции $^{239}\text{Pu}(n, F)$ относительно спектра Максвелла с $T = 1.4241$ МэВ. Кривые: сплошная — (n, F) ; штриховые — (n, f) , (n, nf) ; точечные — (n, F) , (n, f) , (n, nf) [17, 18]; дважды штрихпунктирная — JEFF-3.3 [49]; штрихпунктирная — JENDL-4.0 [67]. Точки: $\square$ — [54]; $\circ$ — [11]; $\bullet$, $\diamond$ — (n, nf) [11]; ∇ — (n, f) [10]; $\triangle$ — (n, nf) [10]. В нижней части рисунка: сплошная, пунктирная и штриховая кривые — спектры предделительных нейтронов для $E_n = 6, 6.5, 7$ МэВ соответственно.

нейтронов с энергией $\varepsilon < 1$ МэВ на $\sim 2\text{--}3\%$ для $^{239}\text{Pu}(n, f)$ и на $\sim 1\text{--}2\%$ для $^{235}\text{U}(n, f)$.

4. ПРЕДЕЛИТЕЛЬНЫЕ НЕЙТРОНЫ В РЕАКЦИЯХ $^{235}\text{U}(n, F)$ И $^{239}\text{Pu}(n, F)$

В реакции $^{235}\text{U}(n, F)$ предделительные нейтроны впервые наблюдались под действием нейтронов с энергией $E_n \sim 14.3$ МэВ [57, 58] и с энергией $E_n \sim 7$ МэВ [59, 60]. В обоих экспериментах был исследован сравнительно узкий диапазон энергий мгновенных нейтронов деления ($\varepsilon \sim 0.4\text{--}5$ МэВ). В работах [61, 62] для $^{235}\text{U}(n, F)$ при $E_n \sim 14.7$ МэВ диапазон регистрации мгновенных нейтронов деления был существенно расширен ($\varepsilon \sim 0.2\text{--}10$ МэВ), что позволило выделить как “мягкие”, так и жесткие компоненты спектра предделительных нейтронов. Мгновенные нейтроны деления в [57–62] регистрировались под углом 90° к падающему пучку нейтронов. В работе [63] оценка средних энергий СМНД $\langle E \rangle$ для интервала $E_n \sim 0.5\text{--}20$ МэВ была получена на основании измерений

спектров нейтронов деления в диапазоне энергий $\varepsilon \sim 0.8\text{--}7.5$ МэВ для нескольких углов ($105^\circ, 90^\circ, 120^\circ$). Снижение средней энергии спектра МНД $\langle E \rangle$ вблизи порога реакций второго $^{235}\text{U}(n, nf)$ и третьего $^{235}\text{U}(n, 2nf)$ шансов деления проявилось в этом эксперименте достаточно отчетливо. Экстраполяция спектров в область энергий $\varepsilon < 0.8$ и $\varepsilon > 7.5$ МэВ в [63] привела к некоторому искажению энергетической зависимости $\langle E \rangle$, особенно в интервале энергий $7 < E_n < 15$ МэВ в сравнении с измерениями [61, 62] и ранее выполненными нами расчетами [16]. В работе [63] были измерены СМНД и для реакции $^{238}\text{U}(n, F)$, полученные величины средних энергий $\langle E \rangle$ для диапазона $\varepsilon \sim 0.8\text{--}7.5$ МэВ хорошо согласуются с расчетами [19]. Это означает, что, несмотря на увеличение абсолютных величин $\langle E \rangle$ на ~ 0.5 МэВ, признаки влияния (n, xnf) нейтронов сохраняются много лучше, чем при произвольной экстраполяции спектров в область $\varepsilon < 0.8$ и $\varepsilon > 7.5$ МэВ. Для реакции $^{239}\text{Pu}(n, F)$ измерения СМНД при $E_n \sim 14.3$ МэВ [57] долго оставались уникальными. Однако, как

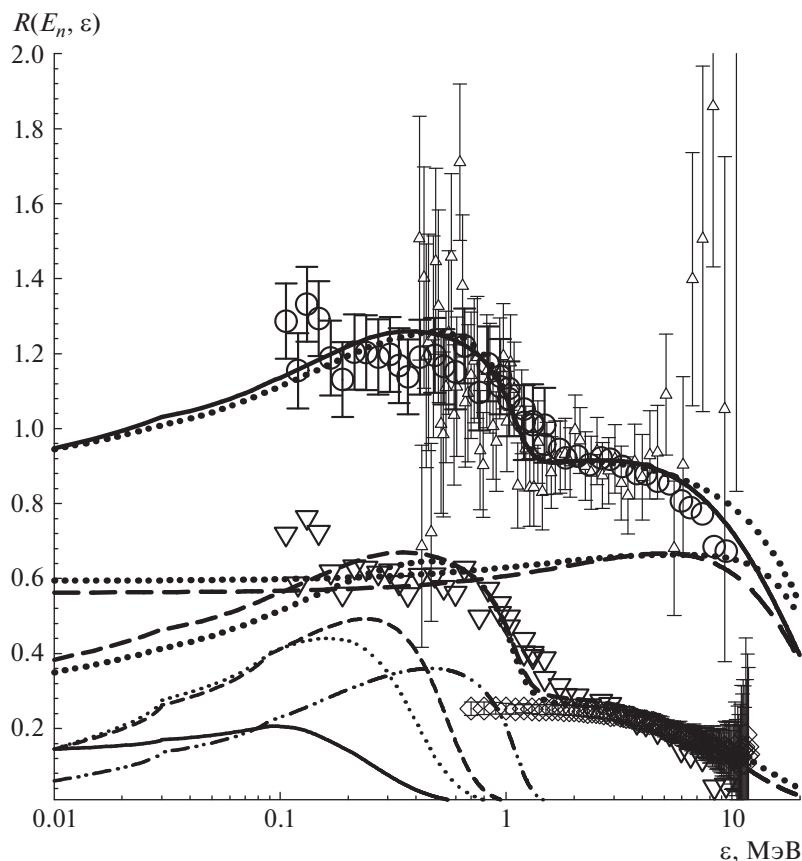


Рис. 14. Парциальные составляющие спектра мгновенных нейтронов деления $^{235}\text{U}(n, F)$ при $E_n = 7.0$ МэВ относительно спектра Максвелла с $T = 1.4241$ МэВ. Кривые: сплошная — (n, F) ; штриховые — (n, f) , $(n, nf)^1$; пунктирные — [16]. Точки: $\circ$ — [12]; ∇ — (n, nf) [12]; Δ — [59, 60]. В нижней части рисунка: сплошная, пунктирная, штриховая и дважды штрихпунктирная кривые — спектры предделительных нейтронов для $E_n = 6, 6.25, 6.5, 7$ МэВ соответственно; $\diamond$ — [47].

было продемонстрировано в [9], вклад “мягких” предделительных нейтронов, полученный в [64] для $^{239}\text{Pu}(n, F)$, сравним с наблюдающимся для реакции $^{238}\text{U}(n, F)$, т.е. был существенно завышен.

Анализ наблюдаемых спектров МНД для реакций $^{232}\text{Th}(n, F)$, $^{238}\text{U}(n, F)$ и $^{235}\text{U}(n, F)$ показал, что целый ряд особенностей в СМНД коррелирует с влиянием предделительных нейтронов [15, 16, 19]. Например, для $E_n > E_{n2nf}$ ступенчатые структуры в наблюдаемых СМНД $^{232}\text{Th}(n, F)$ и $^{238}\text{U}(n, F)$ для $E_n \sim 14\text{--}19$ МэВ в диапазоне энергий $\varepsilon \sim 3\text{--}5$ МэВ обусловлены первым нейтроном $(n, 2nf)^1$ реакции $(n, 2nf)$.

Вариации в средних энергиях СМНД наибольшего масштаба были предсказаны для реакции $^{232}\text{Th}(n, F)$ вблизи порога реакции $^{232}\text{Th}(n, nf)$ [14, 15, 19]. Вклады реакций (n, xnf) в полные сечения деления для реакций $^{239}\text{Pu}(n, F)$ и $^{235}\text{U}(n, F)$ существенно иные, поэтому и проявляться спектры $(n, xnf)^{1,\dots,x}$ в наблюдаемых характеристиках будут иначе. В реакции $^{239}\text{Pu}(n, F)$ относительный вклад реакции (n, nf) в наблюдаемое сечение

деления существенно ниже, чем в случае реакции $^{235}\text{U}(n, F)$. Тем не менее и в случае реакции $^{239}\text{Pu}(n, F)$ первый и второй предделительные нейтроны, $(n, nf)^1$, $(n, 2nf)^1$ и $(n, 2nf)^2$, существенно влияют на форму спектров МНД.

Эксклюзивные спектры предделительных нейтронов $(n, nf)^1$, $(n, 2nf)^{1,2}$ и $(n, 3nf)^{1,2,3}$, зависящие от делимости ядер в реакциях $^{235}\text{U}(n, xnf)$ [2, 16] и $^{239}\text{Pu}(n, xnf)$ [17, 18] и полученные с их помощью СМНД, в частности, численные данные для СМНД $^{235}\text{U}(n, F)$ для $E_{th} < E_n < 20$ МэВ [16], нашли убедительное подтверждение в измерениях [6, 7, 10–13, 25]. Для СМНД $^{235}\text{U}(n, F)$ экспериментальные данные [6, 7, 12, 13, 25] детально подтверждают относительно высокий вклад эксклюзивных спектров нейтронов реакций $^{235}\text{U}(n, nf)$ при $E_n \sim 7$ МэВ. Согласуются с экспериментом вклады нейтронов $(n, 2nf)^1$ и $(n, 2nf)^2$ при $E_n \sim 14.7$ МэВ и “жесткая” форма спектра нейтронов реакции (n, nf) , предсказанные для реакции $^{235}\text{U}(n, F)$ в [2, 16]. Экспериментальные данные

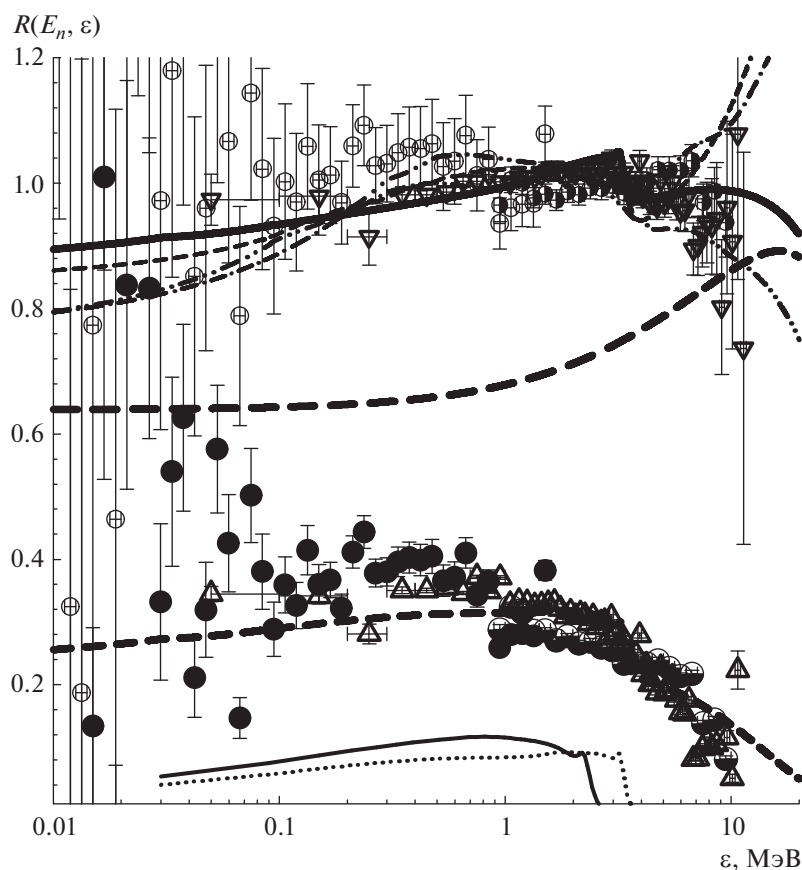


Рис. 15. Парциальные составляющие спектра мгновенных нейтронов деления при $E_n = 9$ МэВ для реакции $^{239}\text{Pu}(n, F)$ относительно спектра Максвелла с $T = 1.4241$ МэВ. Кривые: сплошная — $(n, nf)^1$; штрихштриховая — JENDL-4.0 [67]; штрихпунктирная — ENDF/B-VIII.0 [48]; дважды штрихпунктирная — JEFF-3.3 [49]. Точки: $\circ$ — [11]; $\bullet$, $\diamond$ — (n, nf) [11]; ∇ — (n, f) [10]; $\triangle$ — (n, nf) [10]. В нижней части рисунка: сплошная и пунктирная кривые — спектры предделительных нейтронов для $E_n = 8, 9$ МэВ соответственно.

подтверждают относительно низкий вклад эксклюзивных спектров нейтронов реакций (n, nf) при $E_n \sim 7$ МэВ [14–18], а также нейтронов $(n, 2nf)^1$ и $(n, 2nf)^2$ при $E_n \sim 14.7$ МэВ, и “жесткую” форму спектра нейтронов реакции (n, nf) , предсказанные для реакции $^{239}\text{Pu}(n, F)$ в [17, 18].

4.1. СМНД $^{239}\text{Pu}(n, F)$ и $^{235}\text{U}(n, F)$ выше порога реакции (n, nf)

При энергиях возбуждения выше порога реакции (n, nf) форма наблюдаемых СМНД коррелирует с делимостью ядер, образующихся в реакциях $^{239}\text{Pu}(n, xnf)$ ($^{235}\text{U}(n, xnf)$) и сечениями конкурирующих реакций $(n, xn\gamma)$. При $E_n \sim 6$ – 9 МэВ эксклюзивные спектры нейтронов реакции и спектры нейтронов реакций $(n, n\gamma)^1$, $(n, 2n)^{1,2}$ позволяют детально определить, как изменяются с ростом энергии нейтронов E_n относительные амплитуды нейтронных спектров $(n, nf)^1$ в реакциях $^{239}\text{Pu}(n, F)$ и $^{235}\text{U}(n, F)$. В работе [56] были

получены СМНД для реакции $^{239}\text{Pu}(n, F)$, величины средних энергий $\langle E \rangle$ для диапазона $\varepsilon \sim 0.4$ – 7.0 МэВ хорошо согласуются с расчетами [17, 18]. Это означает, что, несмотря на увеличение абсолютных величин $\langle E \rangle$ на ~ 0.5 МэВ, признаки влияния (n, xnf) нейтронов сохраняются много лучше, чем при произвольной экстраполяции спектров в область $\varepsilon < 0.4$ и $\varepsilon > 7.5$ МэВ.

В том случае, когда реакция (n, nf) конкурирует только с реакцией $(n, n\gamma)$, формы спектров предделительных нейтронов $(n, nf)^1$ слабо зависят от делимости ядра-мишени нейтронами, хотя вклад реакции (n, nf) в сечение реакции $^{235}\text{U}(n, F)$ выше, чем в реакции $^{239}\text{Pu}(n, F)$. Когда открывается канал реакции $^{239}\text{Pu}(n, 2n)$ ($^{235}\text{U}(n, 2n)$), форма спектров (n, nf) нейтронов оказывается весьма чувствительной к парциальным спектрам нейтронов реакции $(n, 2n)^1$ и $(n, 2n)^2$. Для ядра-мишени ^{238}U в [65] было показано, насколько радикально меняется спектр предделительных нейтронов $^{238}\text{U}(n, nf)^1$ при увеличении энергии налетающих

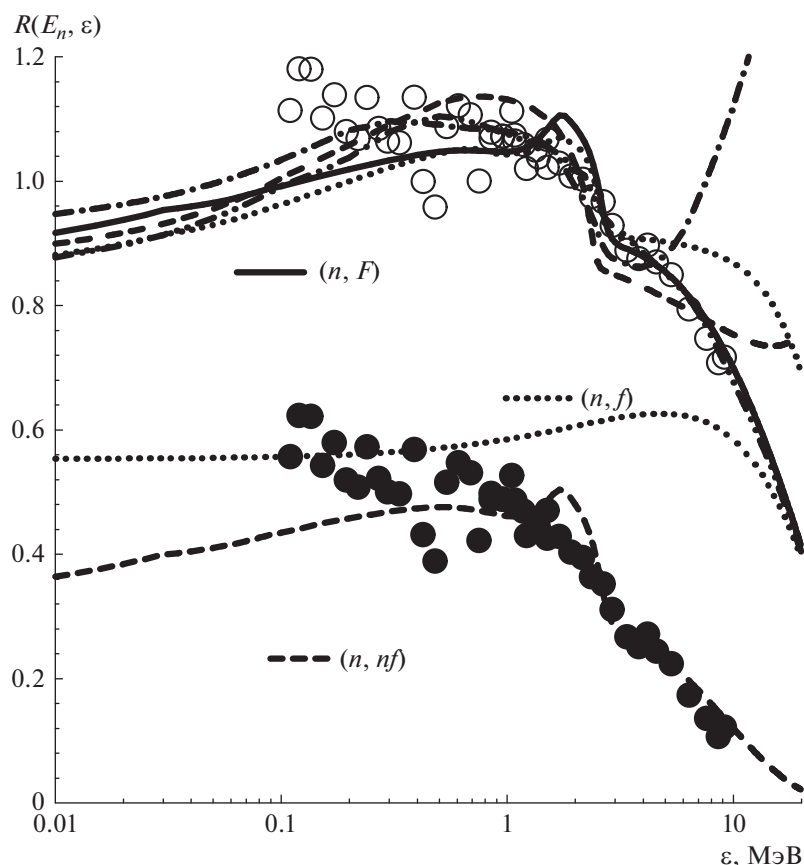


Рис. 16. Парциальные составляющие спектра мгновенных нейтронов деления при $E_n = 8.5$ МэВ для реакции $^{235}\text{U}(n, F)$ относительно спектра Максвелла с $T = 1.4241$ МэВ. Кривые: сплошная — (n, F) ; штриховые — (n, xnf) ; точечная — [16]; штрихпунктирная — ENDF/B-VIII.0 [48]; дважды штрихпунктирная — JEFF-3.3 [49]; штрихштриховая линия — JENDL-4.0 [67]. Точки: $\circ$ — [12]; $\bullet$ — (n, nf) [12].

нейтронов с 6.0 до 7.0 МэВ. Пороги реакций $(n, 2n)$ и вклады реакций (n, xnf) в наблюдаемые сечения деления для реакций $^{239}\text{Pu}(n, F)$ и $^{235}\text{U}(n, F)$ существенно иные, поэтому проявляться спектры (n, nf) в наблюдаемых характеристиках будут слабее, чем реакции $^{238}\text{U}(n, F)$.

Разложение наблюдаемых сечений деления нейтронами на вклады эмиссионного и без-эмиссионного деления позволяет выделить вклады в спектре МНД деления ядра ^{240}Pu — $\tilde{S}_{A+1}(\varepsilon, E_n)$, деления второго шанса — эксклюзивных нейтронов реакции $(n, nf)^1$ и нейтронов из осколков деления ядра ^{239}Pu , $\tilde{S}_A(\varepsilon, E_n)$, деления третьего шанса — эксклюзивных нейтронов реакции $(n, 2nf)^{1,2}$ и нейтронов из осколков деления ядра ^{238}Pu , $\tilde{S}_{A-1}(\varepsilon, E_n)$, деления четвертого шанса — эксклюзивных нейтронов реакции $(n, 3nf)^{1,2,3}$ и нейтронов из осколков деления ядра ^{237}Pu , $\tilde{S}_{A-2}(\varepsilon, E_n)$. Для реакции $^{235}\text{U}(n, F)$ и $^{239}\text{Pu}(n, F)$ на рис. 8 показаны парциальные относительные вклады реакций (n, xnf) — $\beta_x(E_n) = \sigma_{n,xnf}/\sigma_{n,F}$

в наблюдаемые сечения деления $^{239}\text{Pu}(n, F)$ ($^{235}\text{U}(n, F)$). Они существенно отличаются от аналогичных функционалов из [66], что и является одной из причин неадекватных аппроксимаций СМНД в [66] и различных версиях прикладных библиотек ENDF/B, JEFF или JENDL.

Вычитанием расчетного вклада реакции (n, f) из наблюдаемого СМНД для реакции (n, F) можно получить полуэкспериментальную оценку вклада реакции (n, nf) . На рис. 9 и рис. 10 отчетливо видно, что для $E_n \sim 6$ МэВ спектры нейтронов из осколков деления для реакций $^{239}\text{Pu}(n, nf)$ и $^{239}\text{Pu}(n, f)$ соответствующие энергии $\varepsilon > E_{nnf1}$ имеют существенно разные энергетические зависимости. Компонента спектра мгновенных нейтронов деления реакции $^{235}\text{U}(n, nf)$, соответствующая нейтронам из осколков деления ядер ^{235}U , также падает с ростом энергии мгновенных нейтронов деления ε гораздо быстрее, чем в случае реакции $^{235}\text{U}(n, f)$. Так проявляется “охлаждение” делящихся ядер после эмиссии $(n, nf)^1$ нейтронов. Для $E_n \sim 6$ МэВ относительный вклад

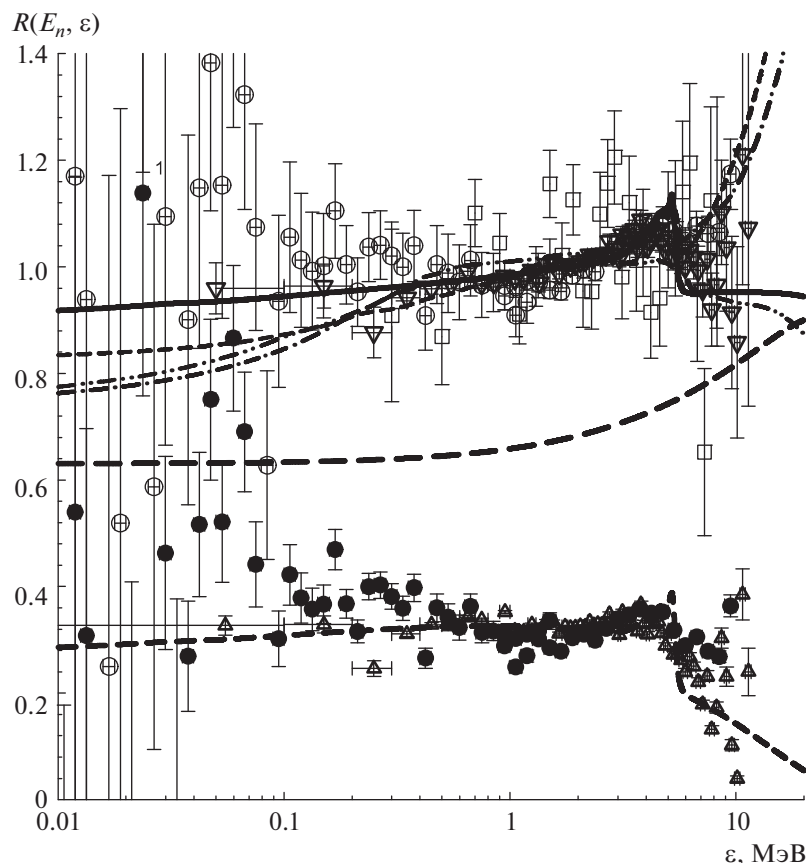


Рис. 17. Парциальные составляющие спектра мгновенных нейтронов деления при $E_n = 11$ МэВ для реакции $^{239}\text{Pu}(n, F)$ относительно спектра Максвелла с $T = 1.4241$ МэВ. Кривые: сплошная — (n, nf) ; штриховые — (n, nf) , $(n, nf)^1$; штрихштриховая — JENDL-4.0 [67]; штрихпунктирная — ENDF/B-VIII.0 [48]; дважды штрихпунктирная — JEFF-3.3 [49]. Точки: $\square$ — [56]; $\circ$ — [11]; $\bullet$, $\diamond$ — (n, nf) [11]; ∇ — (n, F) [10]; $\triangle$ — (n, nf) [10].

нейтронов реакций $^{239}\text{Pu}(n, nf)$ в СМНД реакции $^{239}\text{Pu}(n, F)$ в ~ 1.5 раза выше, чем вклад реакции $^{235}\text{U}(n, nf)$ в наблюдаемый СМНД $^{235}\text{U}(n, F)$ (см. рис. 9, 10). На рис. 9–20 все наблюдаемые СМНД и все парциальные компоненты реакций $^{239}\text{Pu}(n, F)$ и $^{235}\text{U}(n, F)$ представлены как отношение к максвелловскому спектру с температурой $T = 1.4241$ МэВ. Нормировка экспериментальных спектров к расчетным производится сравнением интегралов спектров в области перекрытия.

Для $E_n \sim 6.5$ МэВ относительный вклад нейтронов реакций $^{239}\text{Pu}(n, nf)$ в СМНД реакции $^{239}\text{Pu}(n, F)$ в ~ 2 раза ниже, чем вклад реакции $^{235}\text{U}(n, nf)$ в полный СМНД $^{235}\text{U}(n, F)$ (см. рис. 11, 12). Для $E_n \sim 6.5$ МэВ вблизи максимума наблюдаемого спектра нейтронов деления $^{239}\text{Pu}(n, nf)^1$, $\varepsilon \sim 0.2$ МэВ, $\tilde{S}_{239}(\varepsilon, E_n) \sim \sim 0.5\tilde{S}_{240}(\varepsilon, E_n)$, а для $^{235}\text{U}(n, F)$: $\tilde{S}_{235}(\varepsilon, E_n) \sim \sim \tilde{S}_{236}(\varepsilon, E_n)$. Это соотношение подтверждается данными экспериментов [6, 7, 10–13, 25] для реакций $^{239}\text{Pu}(n, F)$ и $^{235}\text{U}(n, F)$ и извлеченными

компонентами СМНД $^{239}\text{Pu}(n, nf)$ и $^{235}\text{U}(n, nf)$ соответственно.

Влияние нейтронов реакции $^{239}\text{Pu}(n, nf)^1$ на среднюю энергию $\langle E \rangle$ СМНД реакции $^{239}\text{Pu}(n, F)$ таково, что относительная амплитуда $\beta_2(E_n) \times \nu_p^{-1}(E_n)d\sigma_{nnf}/d\varepsilon$ при $E_n \sim 6.5$ МэВ примерно вдвое ниже, чем для СМНД реакции $^{235}\text{U}(n, F)$. Энергия возбуждения для $E_n \sim 6.5$ МэВ выше порога реакции $^{239}\text{Pu}(n, 2n)$, поэтому форма спектра предделительных нейтронов определяется конкуренцией реакций $^{239}\text{Pu}(n, nf)$, $^{239}\text{Pu}(n, 2n)$ и $^{239}\text{Pu}(n, n\gamma)$, а в спектре первого нейтрона выделяются эксклюзивные спектры нейтронов $(n, n\gamma)^1$, $(n, 2n)^1$, $(n, 2n)^2$ и $(n, nf)^1$. При $E_n \sim 6$ МэВ канал реакции $^{239}\text{Pu}(n, 2n)$ закрыт и в спектре первого нейтрона выделены только эксклюзивные спектры нейтронов $(n, n\gamma)^1$ и $(n, nf)^1$. Относительный вклад предделительных нейтронов $\beta_2(E_n)\nu_p^{-1}(E_n)d\sigma_{nnf}/d\varepsilon$ в реакции $^{239}\text{Pu}(n, nf)$ при $E_n \sim 6$ МэВ гораздо выше, чем при $E_n \sim 7$ МэВ. Такое соотношение имеет место несмотря

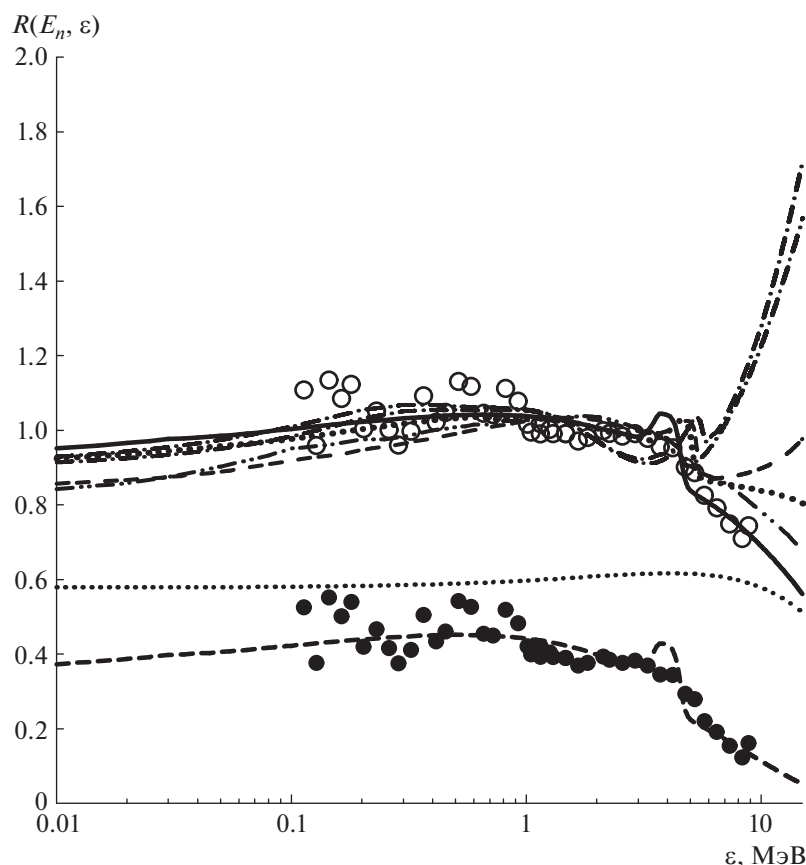


Рис. 18. Парциальные составляющие спектра мгновенных нейтронов деления при $E_n = 11$ МэВ для реакции $^{235}\text{U}(n, F)$ относительно спектра Максвелла с $T = 1.4241$ МэВ. Кривые: сплошная — (n, F) ; штриховые — (n, f) , (n, nf) ; пунктирные — [16]; штрихпунктирная — JEFF-3.3 [49]; дважды штрихпунктирная — JENDL-4.0 [67]. Точки: $\circ$ — [12]; $\bullet$ — (n, nf) [12].

на то, что вклад реакции $^{239}\text{Pu}(n, nf)$ в наблюдаемое сечение деления при $E_n \sim 6$ МэВ в ~ 2 раза ниже, чем при $E_n \sim 7$ МэВ.

Впервые избыток мягких нейтронов в наблюдаемом спектре МНД при $E_n = 7$ МэВ был замечен в реакции $^{235}\text{U}(n, F)$ [59, 60], однако поначалу его сочли следствием многократного рассеяния нейтронов в детекторе, а попытка [70] учесть предделительные нейтроны оказалась неудачной ввиду неадекватных (испарительной) формы и вклада спектра предделительных $(n, nf)^1$ нейтронов. Примером адекватного предсказания СМНД для Z -четного, N -нечетного ядра-мишени, кроме реакции $^{235}\text{U}(n, F)$ [2, 3, 16], может служить СМНД для $^{233}\text{U}(n, F)$ [71, 72].

Для $E_n \sim 7$ МэВ средняя энергия предделительных нейтронов реакции $^{239}\text{Pu}(n, nf)$ $\langle E_{n,nf} \rangle \sim 0.5$ МэВ, поэтому средняя энергия возбуждения делящегося ядра ^{239}Pu примерно соответствует энергии возбуждения ядер ^{238}Pu нейтронами с энергией $E_n \sim 1$ МэВ. Форма спектра нейтронов из осколков деления реакции $^{239}\text{Pu}(n, nf)$

(см. рис. 13) будет похожа на СМНД реакции $^{238}\text{Pu}(n, f)$ для $E_n \sim 1$ МэВ. Форма спектра нейтронов из осколков деления реакции $^{235}\text{U}(n, nf)$ подобна форме СМНД $^{235}\text{U}(n, F)$ [47] для $E_n \sim E_{th}$ (см. рис. 14).

Представленные на рис. 13 и рис. 14 амплитуды $\beta_2(E_n)\nu_p^{-1}(E_n)d\sigma_{nnf}/d\varepsilon$ спектров предделительных нейтронов для интервала энергий $E_n = 6-7$ МэВ показывают, что для реакции $^{235}\text{U}(n, F)$ влияние предделительных нейтронов намного существеннее, чем в случае реакции $^{239}\text{Pu}(n, F)$. Легко заметить корреляцию формы спектров $(n, nf)^1$ нейтронов с открытием каналов реакции $(n, 2n)$.

На рис. 13, 14 представлены расчеты СМНД $^{235}\text{U}(n, F)$ [13] 2005 г. и расчеты СМНД $^{239}\text{Pu}(n, F)$ [17, 18] 2006–2007 гг., они убедительно подтверждены дифференциальными измерениями [6, 7, 10–13, 25]. Это означает, что перенормировка параметров модели СМНД с учетом новых данных по ТКЕ существенно изменяет только жесткую часть спектра мгновенных нейтронов из осколков.

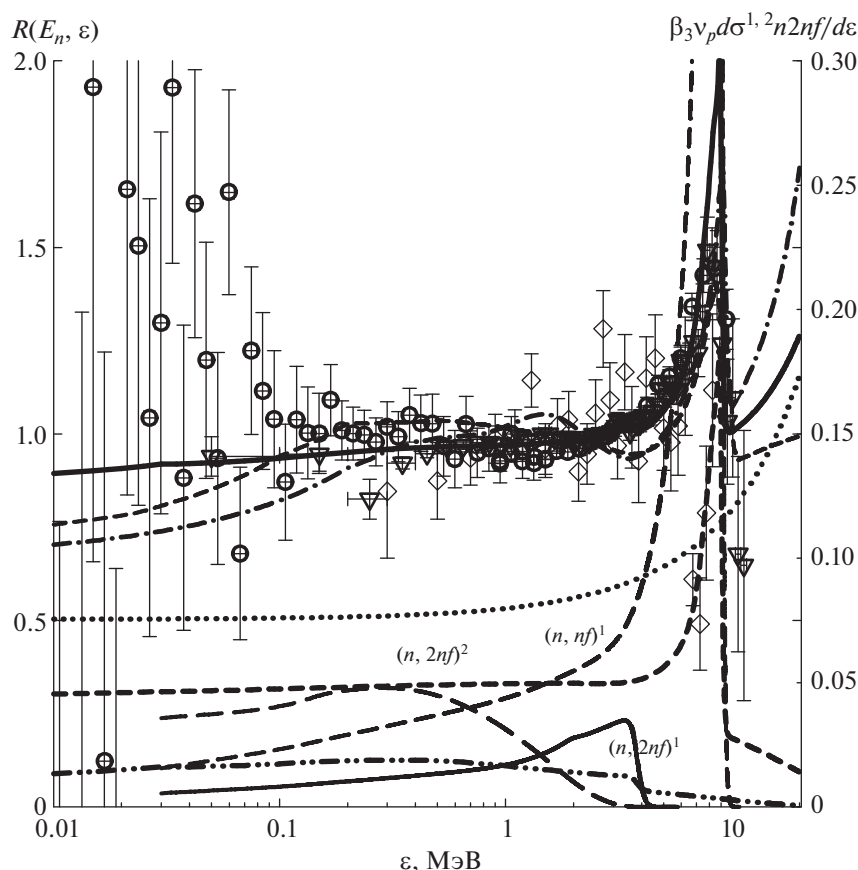


Рис. 19. Парциальные составляющие спектра мгновенных нейтронов деления при $E_n = 14.7$ МэВ для реакции $^{239}\text{Pu}(n, F)$ относительно спектра Максвелла с $T = 1.4241$ МэВ. Кривые: сплошная — (n, f) , пунктирная, штриховая, дважды штрихпунктирная — (n, f) , (n, nf) и $(n, 2nf)$ соответственно для эмиссии $(n, nX)^1$ нейтрона под углом 90° ; штриховая — JEFF-3.3 [49]; штрихпунктирная — ENDF/B-VIII.0 [48]. Точки: $\diamond$ — [56]; $\circ$ — [11]; ∇ — [10]. В нижней части рисунка: верхняя штриховая кривая — $(n, nf)^1$; сплошная — $(n, 2nf)^1$; штриховая — $(n, 2nf)^2$.

Энергетическую зависимость спектров МНД $^{238}\text{U}(n, F)$, $^{232}\text{Th}(n, F)$ и $^{235}\text{U}(n, F)$ выше порога реакции $(n, 2nf)$ удалось воспроизвести в [14–16], уменьшив энергию в СЦМ на один нуклон в соответствии со следующей формулой:

$$E_{vxj} = \alpha_1 E_{vxj}^0. \quad (20)$$

Для описания измеренных СМНД $^{239}\text{Pu}(n, F)$ и $^{235}\text{U}(n, F)$ [6, 7, 10–13, 25] для интервала энергий $6 < E_n < 12$ МэВ достаточно предположения, что параметр $\alpha_1 = 1$ для $E_n < 6$ МэВ и $\alpha_1 = 0.8$ для $E_n > 12$ МэВ, параметр α_1 между этими энергиями изменяется линейно. Эта дополнительная коррекция средней энергии постделильных нейтронов устраняет разногласия расчетных и наблюдаемых СМНД в интервале $E_n \sim 6$ –10 МэВ. На рис. 15 и рис. 16 видно, как такая коррекция адекватно исправляет форму СМНД для $E_n = 8.5$ МэВ в диапазоне $E_{nnf1} > 2.5$ МэВ как для $^{239}\text{Pu}(n, F)$, так и для $^{235}\text{U}(n, F)$. На рис. 15 показаны эксклюзивные спектры нейтронов

$^{239}\text{Pu}(n, nf)^1 - \beta_2(E_n)\nu_p^{-1}(E_n)d\sigma_{nnf}/d\varepsilon$ для $E_n \sim 8$ и $E_n \sim 9$ МэВ.

С ростом энергии налетающих нейтронов E_n граничная энергия E_{nnf1} спектра нейтронов реакций $^{239}\text{Pu}(n, nf)^1$ и $^{235}\text{U}(n, nf)^1$ увеличивается, появляется жесткая компонента. На рис. 17 и рис. 18 представлено сравнение рассчитанных и измеренных спектров для $E_n \sim 11$ МэВ. Сечение реакции $^{239}\text{Pu}(n, 2nf)$ здесь не превышает 1 мбн, средняя энергия $\langle E_{nnf} \rangle \sim 2.5$ МэВ, $E_{nnf1} \sim 5.5$ МэВ. Вклад в СМНД, $S(\varepsilon, E_n)$, в диапазоне $\varepsilon > 5.5$ МэВ дают только нейтроны, испускаемые осколками деления. Расчет предсказывает рост с энергией вклада реакции $^{239}\text{Pu}(n, f)$ в СМНД и резкое падение с энергией вклада реакции $^{239}\text{Pu}(n, nf)$ для $\varepsilon > 5.5$ МэВ. Для СМНД $^{235}\text{U}(n, F)$ из расчета следует слабая зависимость от энергии вклада реакции $^{235}\text{U}(n, f)$ и резкое падение с энергией вклада $^{235}\text{U}(n, nf)$ для $\varepsilon > 4.5$ МэВ. На рис. 15–18 для $^{239}\text{Pu}(n, F)$

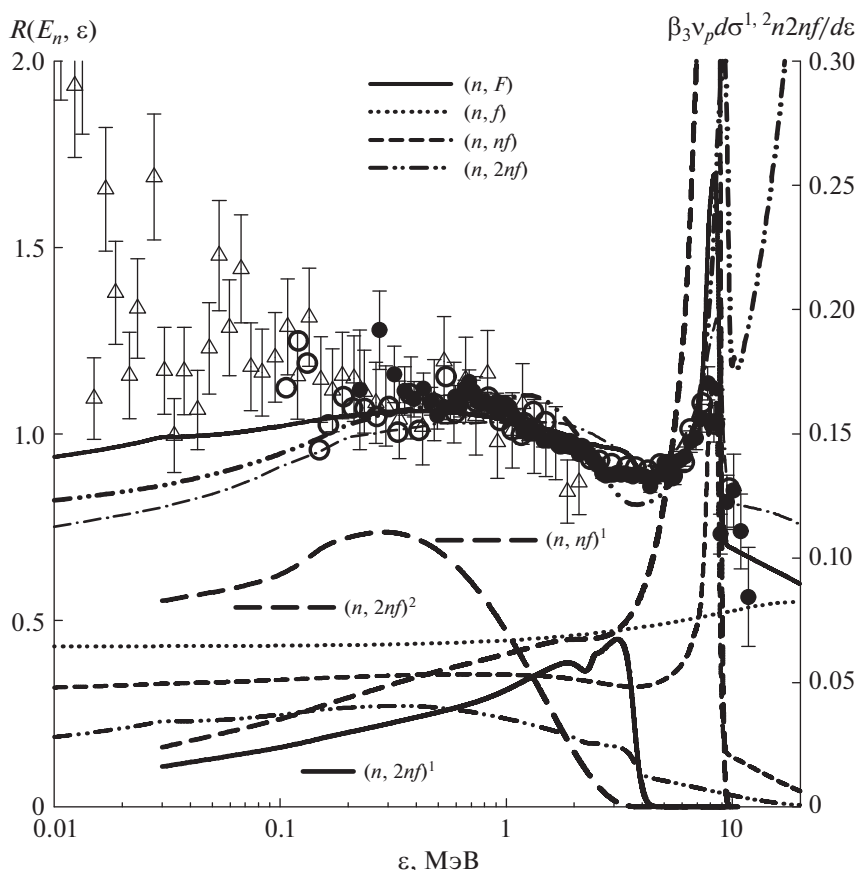


Рис. 20. Парциальные составляющие спектра мгновенных нейтронов деления при $E_n = 14.7$ МэВ для реакции $^{235}\text{U}(n, F)$ относительно спектра Максвелла с $T = 1.4241$ МэВ. Кривые: сплошная — (n, F) , пунктирная, штриховая, дважды штрихпунктирная — (n, f) , (n, nf) и $(n, 2nf)$ соответственно для эмиссии $(n, nX)^1$ нейтрона под углом 90° ; штрихпунктирная — ENDF/B-VIII.0 [48]; дважды штрихпунктирная — JEFF-3.3 [49]. Точки: $\bullet$ — [61, 62]; $\circ$ — [12]; $\triangle$ — (n, F) [25]. В нижней части рисунка: верхняя штриховая кривая — $(n, nf)^1$; сплошная — $(n, 2nf)^1$; штриховая — $(n, 2nf)^2$.

и $^{235}\text{U}(n, F)$ видно, что оценки ENDF/B-VIII.0 [48] и JENDL-4.0 [67] радикально расходятся с данными новых измерений [6, 7, 10–13, 25] в диапазоне энергий $\varepsilon > 5.5$ МэВ. Оценка JEFF-3.3 [49] воспроизводит данные измерений [10] при некоторых E_n , однако парциальные составляющие СМНД в JEFF недоступны.

4.2. СМНД $^{239}\text{Pu}(n, F)$ и $^{235}\text{U}(n, F)$ выше порога реакции $(n, 2nf)$

С ростом энергии налетающих нейтронов в спектре нейтронов реакций $^{239}\text{Pu}(n, nf)^1$ и $^{235}\text{U}(n, nf)^1$ появляется жесткая компонента, впервые она была обнаружена в эксперименте [61, 62] при $E_n = 14.7$ МэВ. Эксклюзивные спектры нейтронов реакций $(n, n\gamma)^1$, $(n, 2n)^{1,2}$, $(n, 3n)^{1,2,3}$ и предделительные спектры нейтронов реакций $(n, nf)^1$ и $(n, 2nf)^{1,2}$ позволяют детально

определить зависимость вклада предделительных нейтронов в СМНД от делимости $(A + 1 - x)$ ядер в реакциях $^{235}\text{U}(n, F)$ и $^{239}\text{Pu}(n, F)$. Измеренные СМНД подтверждают относительно низкий вклад эксклюзивных спектров нейтронов реакций $(n, 2nf)^1$ и $(n, 2nf)^2$ при $E_n \sim 14.7$ МэВ, предсказанный для реакции $^{239}\text{Pu}(n, F)$ в [17, 18]. Для реакции $^{235}\text{U}(n, F)$ вклад спектров нейтронов реакций $(n, 2nf)^1$ и $(n, 2nf)^2$ в наблюдаемые СМНД [6, 7, 10–13, 25] при $E_n \sim 14.7$ МэВ, полученный в [16], сравним с наблюдающимся в реакции $^{238}\text{U}(n, F)$ [61, 62]. СМНД для $^{238}\text{U}(n, F)$ были детально рассмотрены в [14, 15, 19, 65].

Корреляция формы СМНД и вклада реакций $(n, xn f)$ в наблюдаемое сечение реакции деления (n, F) позволяет получить и парциальные составляющие $^{239}\text{Pu}(n, xn f)$ наблюдаемых СМНД для реакции $^{239}\text{Pu}(n, F)$. Вклады шансов деления $\tilde{S}_{240}(\varepsilon, E_n)$, $\tilde{S}_{239}(\varepsilon, E_n)$, $\tilde{S}_{238}(\varepsilon, E_n)$ и $\tilde{S}_{237}(\varepsilon, E_n)$ в

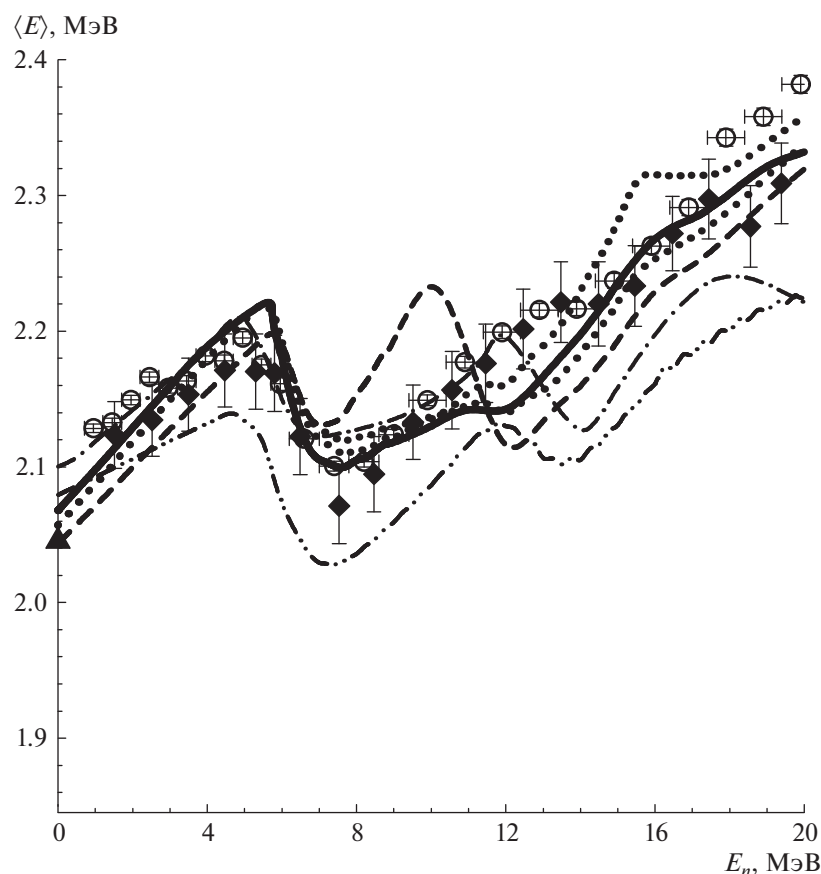


Рис. 21. Средняя энергия СМНД $\langle E \rangle$ для деления нейтронами $^{239}\text{Pu}(n, F)$. Кривые: сплошная — $\langle E \rangle$ [3]; верхняя и нижняя точечные — $\langle E(30^\circ) \rangle$ и $\langle E(150^\circ) \rangle$ соответственно; штрихпунктирная — ENDF/B-VIII.0 [48]; дважды штрихпунктирная — JEFF-3.3 [49]. Точки: $\circ$ — [10]; $\blacklozenge$ — $\langle E \rangle$ [11]; $\blacktriangle$ — [30].

СМНД определяются спектрами предделительных нейтронов и вкладами шансов в наблюдаемое сечение деления. Вклад деления первого шанса для $^{239}\text{Pu}(n, F)$ при $E_n = 14.7$ МэВ (см. рис. 19) выше вкладов второго и третьего шансов деления в СМНД, и только вблизи $\varepsilon \sim 8$ МэВ вклад второго шанса сравнивается с вкладом первого. Нейтроны реакции $^{239}\text{Pu}(n, f)^1$ формируют широкий пик в наблюдаемом спектре МНД. Вклад второго шанса в диапазоне $\varepsilon \geq 10$ МэВ быстро падает, и наблюдаемый спектр определяется нейтронами, испускаемыми из осколков деления ядер ^{240}Pu . Вклад реакции $^{239}\text{Pu}(n, 2nf) \tilde{S}_{238}(\varepsilon, E_n)$ много меньше вкладов реакций $^{239}\text{Pu}(n, f) \tilde{S}_{240}(\varepsilon, E_n)$ и $^{239}\text{Pu}(n, nf) \tilde{S}_{239}(\varepsilon, E_n)$. Ступенька вблизи $\varepsilon \sim 4$ МэВ обусловлена эксклюзивными нейтронами реакции $(n, 2nf)^1$.

На рис. 20 расчетные спектры МНД для реакции $^{235}\text{U}(n, F)$ при $E_n = 14.7$ МэВ сравниваются с наблюдаемыми СМНД. Эволюция вклада предделительных нейтронов (n, nf) от $E_n = 6$ МэВ до $E_n = 14.7$ МэВ обусловлена увеличением поро-

говой энергии $E_{nnf1} \sim E_n - B_f$, что проявляется на рисунках как “волна”, смещающаяся с увеличением E_n слева направо. На рис. 19 и рис. 20 показаны эксклюзивные вклады предделительных нейтронов $(n, 2nf)^1$ и $(n, 2nf)^2$ реакции $(n, 2nf)$:

$$\beta_3(E_n)\nu_p^{-1} \left[\frac{d\sigma_{n2nf}^1}{d\varepsilon} \right] \text{ и } \beta_3(E_n)\nu_p^{-1} \left[\frac{d\sigma_{n2nf}^2}{d\varepsilon} \right].$$

Очевидно, спектр первого нейтрона $(n, 2nf)^1$ жестче спектра второго нейтрона $(n, 2nf)^2$, вклад этих нейтронов и определяет энергетическую зависимость наблюдаемых СМНД вблизи средней энергии $\langle E \rangle$ и в диапазоне энергий $\varepsilon < \langle E \rangle$. В случае $^{235}\text{U}(n, F)$ относительный вклад предделительных нейтронов вдвое выше, чем в случае $^{239}\text{Pu}(n, F)$. Мягкая часть эксклюзивного спектра $(n, nf)^1$ нейтрона $\beta_2(E_n)\nu_p^{-1}(E_n)d\sigma_{nnf}^1/d\varepsilon$ в случае реакции $^{239}\text{Pu}(n, F)$ подавлена, по сравнению с реакцией $^{235}\text{U}(n, F)$. Подобного качества описание измеренных СМНД получено и для других $E_n \sim 1\text{--}20$ МэВ.

Существенным недостатком методов анализа СМНД для библиотек ENDF/B-VIII.0 [48],

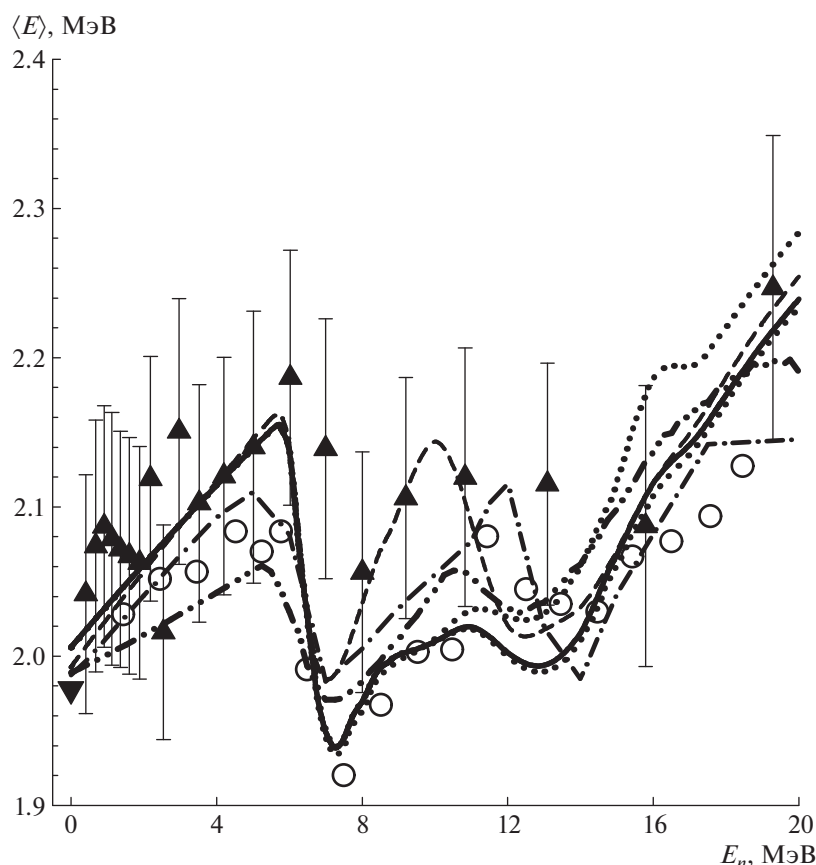


Рис. 22. Средняя энергия СМНД $\langle E \rangle$ для деления нейтронами $^{235}\text{U}(n, F)$. Кривые: сплошная — (n, F) ; верхняя и нижняя точечные — $\langle E(30^\circ) \rangle$ и $\langle E(150^\circ) \rangle$ соответственно; штриховая — [3]; штрихпунктирная — ENDF/B-VIII.0 [48]; дважды штрихпунктирная — JEFF-3.3 [49]. Точки: o — [12]; v — [31]; ▲ — [63].

JENDL-4.0 [67], JEFF-3.3 [49] является заниженный вклад мягких нейтронов, особенно для $E_n > E_{nnf}$. Это связано как с искажением расчетных спектров нейтронов из осколков деления для E_n от E_{th} до 20 МэВ, так и неадекватными методами вычисления спектров предделительных нейтронов. В [48, 49, 67] вклад деления второго шанса для $^{235}\text{U}(n, F)$ был существенно завышен с целью компенсации заниженного вклада мягких предделительных нейтронов в наблюдаемый СМНД. Такими способами в библиотеках ENDF/B-VIII.0 [48], JENDL-4.0 [67], JEFF-3.3 [49] иногда удавалось воспроизвести основные особенности поведения средних энергий СМНД $\langle E \rangle$ для реакций $^{238}\text{U}(n, F)$, $^{235}\text{U}(n, F)$ или $^{239}\text{Pu}(n, F)$, но полученные при этом спектры МНД неприемлемо отличались от дифференциальных данных.

4.3. Средние энергии спектров МНД $\langle E \rangle$ и TKE

Средние энергии спектров МНД — это лишь их довольно грубая интегральная характеристика.

Зависимость $\langle E \rangle$ от E_n для $^{239}\text{Pu}(n, F)$ сравнивается с данными [10, 11, 24] на рис. 21. Величина $\langle E \rangle$, определенная для диапазона энергий нейтронов $\varepsilon \sim 0.01\text{--}10$ МэВ, неплохо воспроизводит совокупность экспериментальных данных [10, 11], особенно вблизи порогов реакций $^{239}\text{Pu}(n, nf)$ и $^{239}\text{Pu}(n, 2nf)$. Для $E_n > 15$ МэВ расчетный спектр МНД довольно жесткий, и $\langle E \rangle$ для диапазона $\varepsilon \sim 10^{-5}$ эВ–20 МэВ имеет иную энергетическую зависимость. Оценка данной работы отличается от нашей прежней оценки [3] только в интервале энергий $E_n \sim 8\text{--}12$ МэВ. Это было связано как с отсутствием экспериментальных данных в этом интервале энергий как для $^{239}\text{Pu}(n, F)$, так и для $^{235}\text{U}(n, F)$, а также с большим статистическим разбросом данных по СМНД для реакции $^{238}\text{U}(n, F)$ [73, 74], что не позволило выявить этот эффект раньше. Теоретические оценки [48, 49] не воспроизводят экспериментальную зависимость $\langle E \rangle$ от E_n для $^{239}\text{Pu}(n, F)$, равно как и форму СМНД [6, 7, 10–13, 25]. Несмотря на то, что СМНД из JENDL-4.0 [67] и ENDF/B-

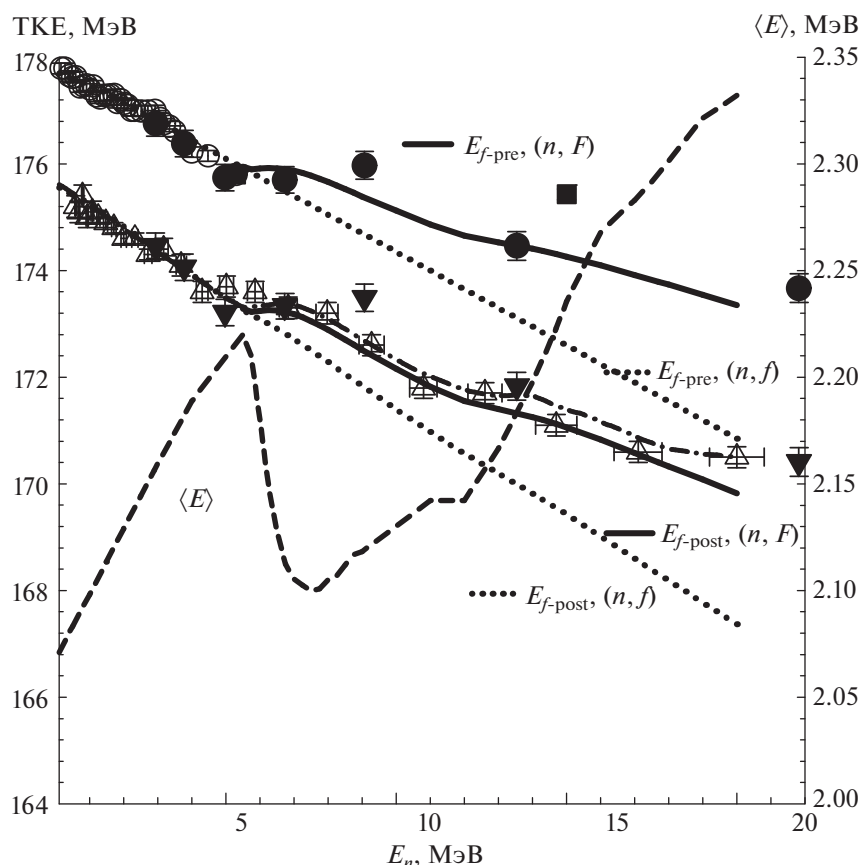


Рис. 23. ТКЕ для осколков и продуктов деления для реакции $^{239}\text{Pu}(n, F)$: E_F^{pre} : сплошная кривая — (n, F) ; точечная — (n, f) ; $\circ$ — [75]; $\blacksquare$ — [76]; $\bullet$ — [21]; E_F^{post} : Δ — [20]; $\blacktriangledown$ — [21]; сплошная — (n, F) ; точечная — (n, f) ; штрихпунктирная — ENDF/B-VIII.0 [48]; штриховая кривая — средняя энергия СМНД $\langle E \rangle$, $\varepsilon \sim 0.01\text{--}10$ МэВ.

VIII.0 [48] демонстрируют некоторые вариации $\langle E \rangle$ для $^{239}\text{Pu}(n, F)$ выше порога E_{nnf} , корреляцию этих вариаций с (n, xnf) нейтронами можно считать условной, так как в этих работах корреляции формы СМНД с вкладами $\beta_x(E_n) = \sigma_{n, xnf} / \sigma_{n, F}$ и спектрами $(n, xnf)^{1, \dots, x}$ и ТКЕ существенно искажены.

Наша оценка $\langle E \rangle$ для $^{235}\text{U}(n, F)$ жестко коррелирует с формой СМНД. Теоретические оценки СМНД [48, 49] сравнительно неплохо воспроизводят экспериментальную зависимость $\langle E \rangle$ от E_n для $^{235}\text{U}(n, F)$ [11], но абсолютно не описывают форму СМНД [6, 7, 11–13, 25] для $E_n \sim E_{th} - 20$ МэВ. Несмотря на то, что СМНД из JEFF-3.3 [49] и ENDF/B-VIII.0 [48] демонстрируют некоторую вариацию $\langle E \rangle$ для $^{235}\text{U}(n, F)$ выше порога E_{nnf} , корреляцию этих вариаций с (n, xnf) нейтронами также можно считать условной, так как в этих работах корреляции формы СМНД с вкладами $\beta_x(E_n) = \sigma_{n, xnf} / \sigma_{n, F}$ и спектрами $(n, xnf)^{1, \dots, x}$ и ТКЕ также существенно искажены.

Оценка $\langle E \rangle$ в данной работе отличается от

оценки [2, 3] только в интервале энергий $E_n \sim 8\text{--}12$ МэВ. В расчетах [2, 3] параметр $\alpha_1 = 1$ для $E_n < 10$ МэВ и $\alpha_1 = 0.8$ для $E_n > 12$ МэВ. Используя параметр $\alpha_1 = 1$ для $E_n < 6$ МэВ и $\alpha_1 = 0.8$ для $E_n > 12$ МэВ, удалось описать СМНД и $\langle E \rangle$ для $E_n \sim 8\text{--}12$ МэВ в диапазоне $\varepsilon > E_{nnf1}$. Предварительные экспериментальные данные для $^{238}\text{U}(n, F)$, представленные в [13], также воспроизводятся. Влияние эксклюзивных спектров нейтронов $(n, nf)^1$ и $(n, 2nf)^{1, 2}$ на $\langle E \rangle$ для $^{235}\text{U}(n, F)$ намного сильнее, чем для реакции $^{239}\text{Pu}(n, F)$, это ясно видно на рис. 21 и рис. 22. Сохраняющиеся различия между экспериментальными и теоретическими $\langle E \rangle$ данной работы могут быть связаны с тем, что в работах [6, 7, 10–13, 25] использовались два детектора нейтронов, для диапазона энергий СМНД $\varepsilon < 1.5$ МэВ и для $\varepsilon > 0.8$ МэВ. Взаимная нормировка двух участков спектра МНД неизбежно связана с некоторым произволом ввиду погрешностей определения эффективностей регистрации нейтронов.

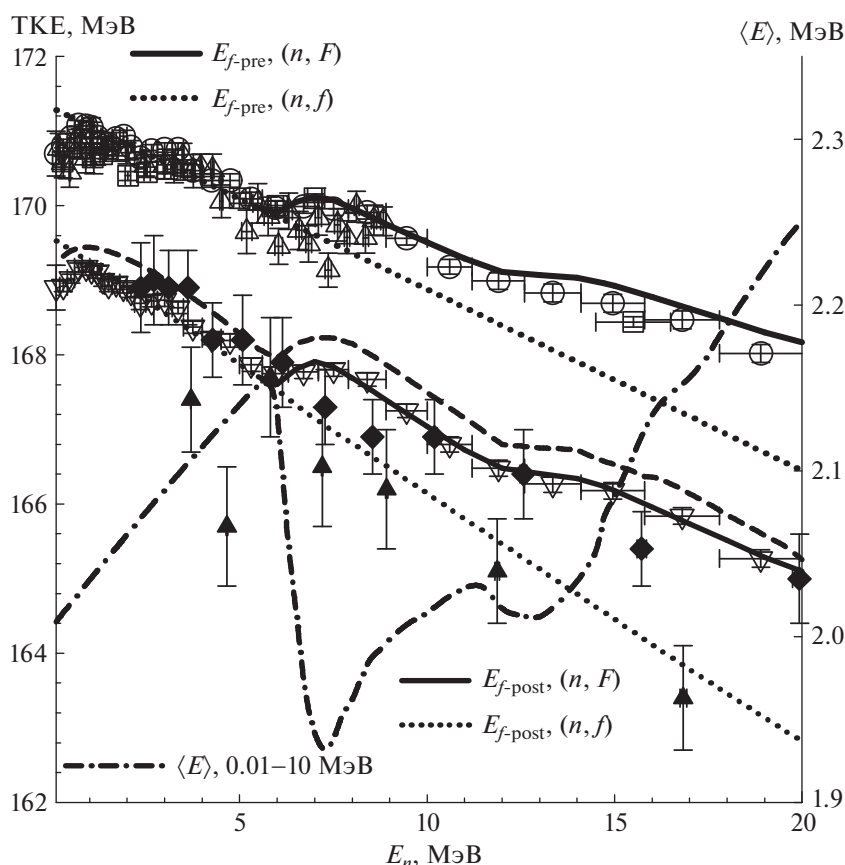


Рис. 24. ТКЕ для осколков и продуктов деления для реакции $^{235}\text{U}(n, F)$: E_F^{pre} : сплошная кривая — (n, F) ; точечная — (n, f) ; $\circ$ — [22]; $\square$ — [78]; $\triangle$ — [77]; E_F^{post} : ∇ — [22]; $\blacktriangle$ — [84]; $\blacklozenge$ — [79]; сплошная кривая — (n, F) ; точечная — (n, f) ; штриховая — ENDF/B-VIII.0 [48]; штрихпунктирная кривая — средняя энергия СМНД $\langle E \rangle$, $\varepsilon \sim 0.01$ –10 МэВ.

4.4. Средние энергии ТКЕ

На рис. 23 и рис. 24 представлено сравнение экспериментальных ТКЕ для фрагментов и продуктов деления, E_F^{pre} и E_f^{post} , с расчетами. Воспроизвести наблюдаемые величины E_F^{pre} для $^{239}\text{Pu}(n, F)$ и $^{235}\text{U}(n, F)$ можно в предположении линейной зависимости $E_{f0}^{\text{pre}}(E_n)$, т.е. ТКЕ для деления “первого” шанса $^{239}\text{Pu}(n, f)$ и $^{235}\text{U}(n, f)$. Уменьшение E_f^{pre} с ростом энергии возбуждения делящегося ядра в реакции деления “первого” шанса при $E_n < E_{nnf}$ в [80] интерпретировано как следствие увеличения расстояния между осколками в точке разрыва. Замедление уменьшения и локальные максимумы наблюдаемой кинетической энергии осколков деления ТКЕ при $E_n > E_{nnf}$ до и после эмиссии мгновенных нейтронов деления вблизи порогов реакций $^{239}\text{Pu}(n, nf)$ и $^{239}\text{Pu}(n, 2nf)$ воспроизводятся с помощью уравнений (17)–(19). На рис. 23 видно, что оценка ТКЕ для $^{239}\text{Pu}(n, F)$ жестко коррелирует со средней энергией $\langle E \rangle$ СМНД.

Вклад реакции (n, nf) в $\sigma_{n,F}$ $^{235}\text{U}(n, F)$ больше, чем вклад (n, n) в сечение реакции $^{239}\text{Pu}(n, F)$ (см. рис. 8), поэтому рост ТКЕ вблизи порогов $^{235}\text{U}(n, nf)$ и $^{235}\text{U}(n, 2nf)$ проявляется сильнее. Воспроизвести наблюдаемые величины E_F^{pre} для $^{235}\text{U}(n, F)$ также можно в предположении линейной зависимости $E_{f0}^{\text{pre}}(E_n)$, т.е. ТКЕ для осколков деления “первого” шанса $^{235}\text{U}(n, f)$. Корреляция локальных вариаций в ТКЕ и $\langle E \rangle$ СМНД проявляется для $^{235}\text{U}(n, F)$ более отчетливо, чем в случае реакции $^{239}\text{Pu}(n, F)$ (см. рис. 23 и рис. 24).

Уменьшение E_f^{pre} для реакций деления “первого” шанса $^{235}\text{U}(n, f)$ и $^{239}\text{Pu}(n, f)$ при дальнейшем повышении энергии возбуждения можно связать с переходом от преимущественно асимметричного деления к смеси асимметричных и симметричной мод деления [81]. Относительные вклады симметричной и асимметричной мод зависят от энергии возбуждения и нуклонного состава делящихся ядер [82, 83]. Быстрый рост вклада моды симметричного деления при $E_n > 10$ МэВ [82, 83] приводит

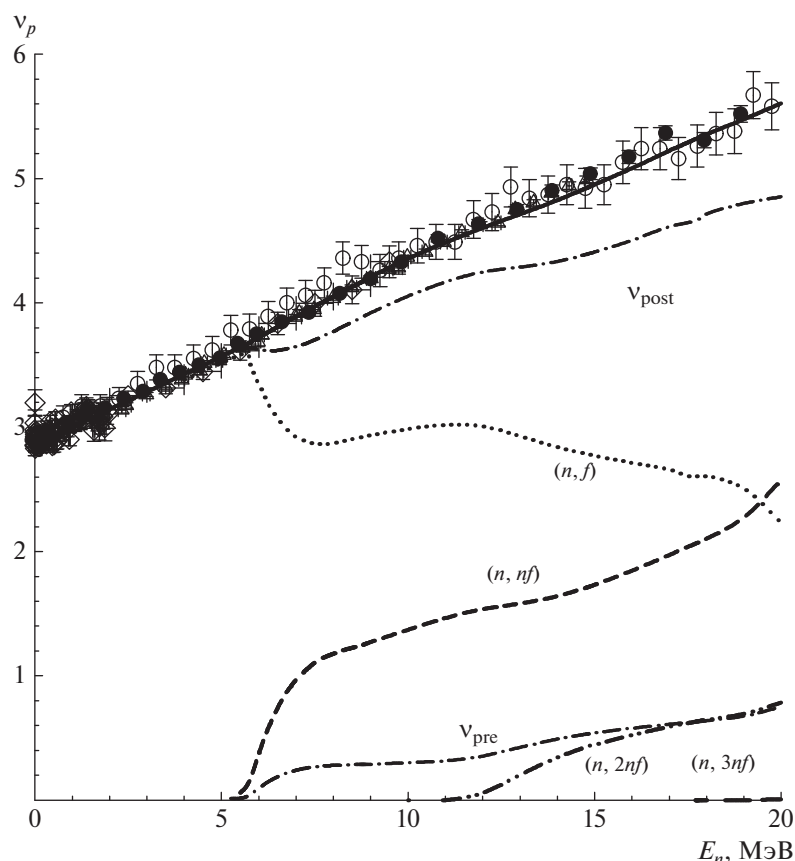


Рис. 25. Среднее число мгновенных нейтронов деления для $^{239}\text{Pu}(n, F)$. Кривые: сплошная кривая — $^{239}\text{Pu}(n, F)$; точечная — $^{239}\text{Pu}(n, f)$; штриховая — $^{239}\text{Pu}(n, nf)$; дважды штрихпунктирная линия — $^{239}\text{Pu}(n, 2nf)$; штрихпунктирные — ν_{post} и ν_{pre} соответственно. Точки: Δ — [44]; $\circ$ — [45]; $\bullet$ — [46]; $\diamond$ — [90].

к уменьшению E_f^{pre} и E_f^{post} для ядер в реакции деления первого и других шансов и проявляется как уменьшение наблюдаемых ТКЕ, т.е. E_F^{pre} и E_F^{post} . Переход от преимущественно асимметричного деления к смеси асимметричных и симметричной мод деления зависит от энергии возбуждения и нуклонного состава делящихся ядер [83]. В рассматриваемом диапазоне энергий возбуждения ядер U и Pu вклад симметричной моды не превышает $\sim 10\%$, и учитывать его при описании СМНД мы пока не будем. В рассматриваемом диапазоне энергий возбуждения ядер U и Pu для $E_n < 20$ МэВ вклад симметричной моды невелик, а разница величин $E_{f\text{asym}}^{\text{pre}}$ и $E_{f\text{sym}}^{\text{pre}}$ не превышает 10–15 МэВ. Учет уменьшения массы делящегося ядра за счет эмиссии предделительных нейтронов ν_{pre} в уравнении (18) существенно сказывается на энергетической зависимости E_F^{post} для энергий нейтронов $E_n > E_{nnf}$.

Уменьшение с ростом энергии налетающих нейтронов E_n полной кинетической энергии ТКЕ осколков E_F^{pre} и продуктов деления E_f^{post} наблю-

далось в реакциях $^{239}\text{Pu}(n, F)$ [20, 21, 75, 76] и $^{235}\text{U}(n, F)$ [22, 23, 77–79, 84]. Локальные максимумы кинетической энергии осколков деления ТКЕ до, E_F^{pre} , и после, E_F^{post} , эмиссии мгновенных нейтронов деления впервые наблюдались в реакции $^{238}\text{U}(n, F)$ в [85] и впоследствии в [86] вблизи порогов реакций $^{238}\text{U}(n, nf)$ и $^{238}\text{U}(n, 2nf)$. Вариации ТКЕ вблизи порогов (n, xnf) связаны с уменьшением энергии возбуждения делящихся ядер после эмиссии предделительных нейтронов, что проявляется также в массовых распределениях осколков. Вклад реакции (n, nf) в $\sigma_{n,F}$ $^{239}\text{Pu}(n, F)$ много меньше, чем для реакции $^{238}\text{U}(n, F)$, поэтому этот эффект проявляется в ТКЕ $^{239}\text{Pu}(n, F)$ намного слабее. Для реакций $^{235}\text{U}(n, F)$ и $^{238}\text{U}(n, F)$ амплитуды локальных максимумов в ТКЕ сравнимы.

4.5. Множественность нейтронов

Для определения $\nu_p(E_n)$ $^{239}\text{Pu}(n, F)$ использовались данные измерений [44–46], для $\nu_p(E_n)$

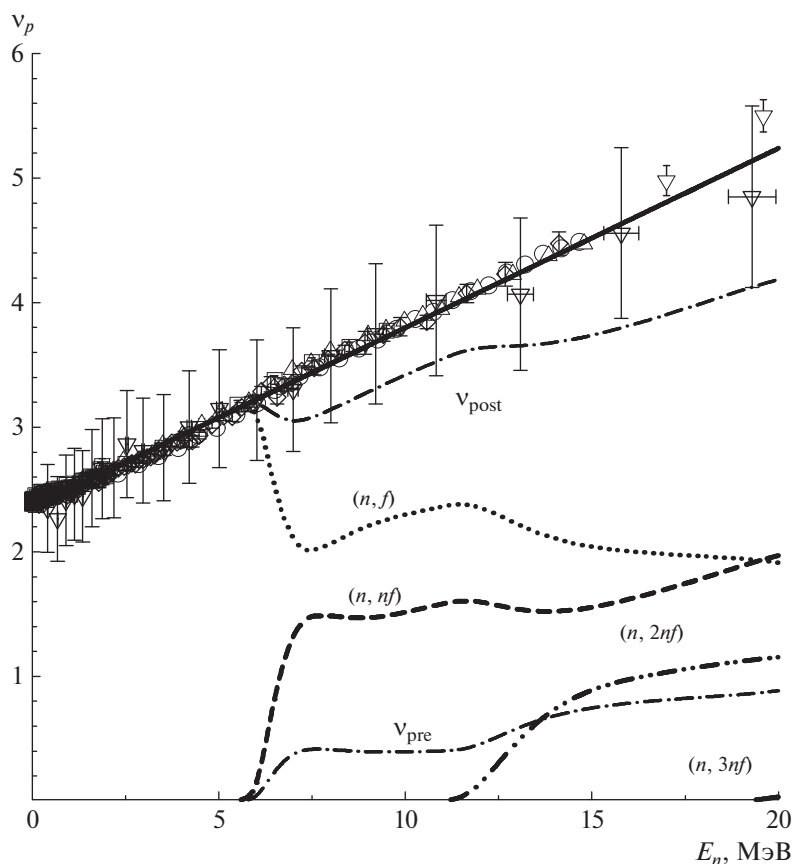


Рис. 26. Среднее число мгновенных нейтронов деления для $^{235}\text{U}(n, F)$. Кривые: сплошная — $^{235}\text{U}(n, F)$; точечная — $^{235}\text{U}(n, f)$; штриховая — $^{235}\text{U}(n, nf)$; дважды штрихпунктирная — $^{235}\text{U}(n, 2nf)$; штрихпунктирные — ν_{post} и ν_{pre} соответственно. Точки: $\diamond$ — [63]; $\circ$ — [87]; ∇ — [88]; $\triangle$ — [89]; $\square$ — [90]; $\blacklozenge$ — [91].

$^{235}\text{U}(n, F)$ — [87–91]. Парциальные множественности нейтронов $\nu_{px}(E_{nx})$ определяют относительные вклады предделительных спектров нейтронов из осколков, $S_{A+1-x}(\varepsilon, E_n)$ в $\tilde{S}_{A+1-x}(\varepsilon, E_n)$. Для вычисления $\nu_p(E_n)$ для E_n выше порога эмиссионного деления используются данные для соответствующих ядер U и Pu при низких энергиях. На рис. 25 и рис. 26 показано сравнение модельного расчета (уравнение (19)) с экспериментальными данными по множественности нейтронов. В случае реакций $^{239}\text{Pu}(n, F)$ и $^{235}\text{U}(n, F)$ парциальные вклады предделительных нейтронов не изменяют монотонной зависимости $\nu_p(E_n)$ выше порога эмиссионного деления, тогда как в случае реакции $^{232}\text{Th}(n, F)$ соответствующая нерегулярность вполне воспроизводится [15]. Вклады ν_{post} и ν_{pre} для $^{239}\text{Pu}(n, F)$ и $^{235}\text{U}(n, F)$ различаются, главным образом, ввиду различий $\beta_x(E_n) = \sigma_{n, xn f} / \sigma_{n, F}$. Такое выделение различных компонент множественности нейтронов обеспечивает описание формы СМНД.

4.6. Анизотропия предделительных $(n, xn f)$ нейтронов

Угловая анизотропия эмиссии нейтронов относительно пучка налетающих нейтронов в реакциях $^{235}\text{U} + n$, $^{238}\text{U} + n$ и $^{239}\text{Pu} + n$ была обнаружена в [38] в 1972 г. Анизотропная часть дважды дифференциального спектра первого нейтрона, соответствующая возбуждениям, меньшим, либо сравнимым с барьером деления ядра $^{239}\text{Pu}(^{235}\text{U})$, ярко проявляется в дважды дифференциальных эмиссионных спектрах [38, 92, 93], причем, главным образом, в анизотропии спектра эмиссии нейтронов в реакции $(n, n\gamma)^1$. Менее заметно проявляется анизотропия в эксклюзивных спектрах $(n, nf)^1$, $(n, 2nf)^1$ и $(n, 2n)^1$ для $E_n > 12$ МэВ [42] и, как следствие, в наблюдаемых под разными углами СМНД [24]. Дважды дифференциальный эмиссионный нейтронный спектр определяется как

$$\frac{d^2\sigma(\varepsilon, E_n, \theta)}{d\varepsilon d\Omega} = \quad (21)$$

$$= \frac{1}{4\pi} \left[\nu_p(E_n, \theta) \sigma_{nF}(E_n, \theta) S(\varepsilon, E_n, \theta) + \right.$$

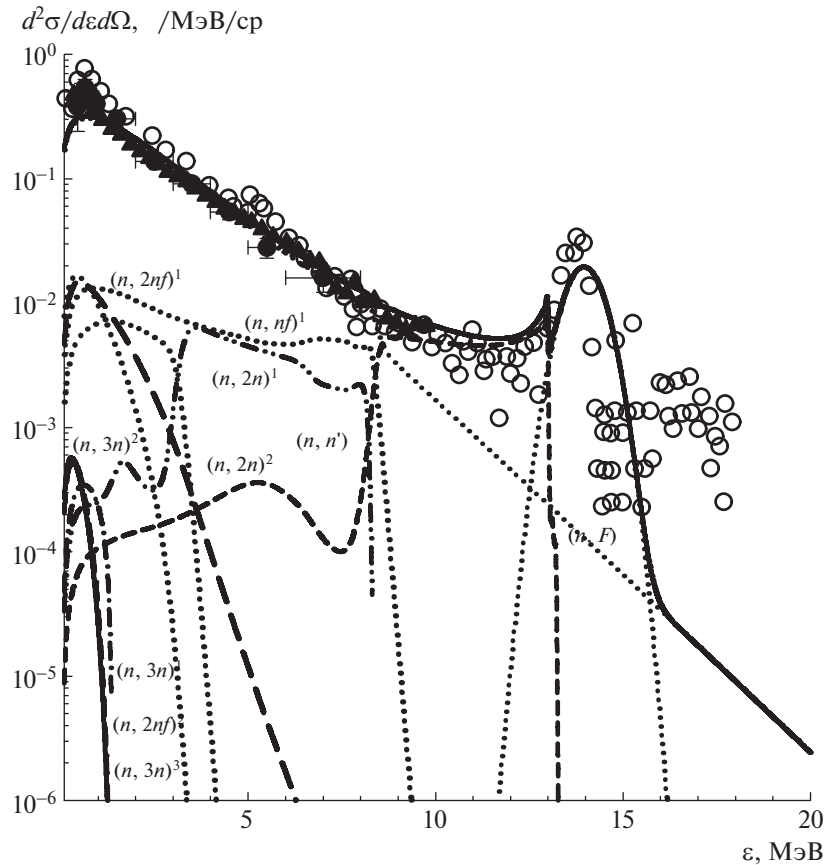


Рис. 27. Дважды дифференциальный нейтронный эмиссионный спектр для $E_n = 14$ МэВ и угла 90° для реакции $^{239}\text{Pu}(n, F)$ и его парциальные составляющие. Кривые: сплошная — (n, nX) ; пунктирная — (n, F) ; штриховая — $(n, n\gamma)^1$; дважды штрихпунктирная — $(n, 2n)^1$; штриховая — $(n, 2n)^2$; штрихпунктирная — $(n, 3n)^1$; штриховая — $(n, 3n)^2$; сплошная — $(n, 3n)^3$; точечные кривые — $(n, n\gamma)^1$, $(n, 2n)^1$, $(n, 2n)^2$; пунктирная — $(n, n) + (n, n\gamma)$ для дискретных уровней. Точки: ○ — [38]; ▲ — [92]; ● — [93].

$$\begin{aligned}
 & + \sigma_{nn\gamma}(\varepsilon, E_n, \theta) \frac{d\sigma_{nn\gamma}^1(\varepsilon, E_n, \theta)}{d\varepsilon} + \sigma_{n2n}(\varepsilon, E_n, \theta) \times \\
 & \times \left(\frac{d\sigma_{n2n}^1(\varepsilon, E_n, \theta)}{d\varepsilon} + \frac{d\sigma_{n2n}^2(\varepsilon, E_n, \theta)}{d\varepsilon} \right) + \\
 & + \sigma_{n3n}(\varepsilon, E_n, \theta) \left(\frac{d\sigma_{n3n}^1(\varepsilon, E_n, \theta)}{d\varepsilon} + \right. \\
 & \left. + \frac{d\sigma_{n3n}^2(\varepsilon, E_n, \theta)}{d\varepsilon} + \frac{d\sigma_{n3n}^3(\varepsilon, E_n, \theta)}{d\varepsilon} \right) + \\
 & + \sum_q \frac{d\sigma_{nn\gamma}(\varepsilon, E_q, E_n, \theta)}{d\theta} G(\varepsilon, E_q, E_n, \Delta\theta) \Big],
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 G(\varepsilon, E_q, E_n, \Delta\theta) &= \\
 & = \frac{2}{\Delta\theta\sqrt{\pi}} \exp \left\{ - \left[\frac{\varepsilon - (E_n - E_q)}{\Delta\theta} \right]^2 \right\},
 \end{aligned} \quad (22)$$

т.е. суперпозиция нейтронов деления, эксклюзивных спектров нейтронов $(n, n\gamma)^1$, $(n, 2n)^{1,2}$

и $(n, 3n)^{1,2,3}$, $\frac{d\sigma_{n\alpha n}^k(\varepsilon, E_n, \theta)}{d\varepsilon}$, нормированных на единицу, упруго рассеянных нейтронов и неупруго рассеянных нейтронов, сопровождающихся возбуждением дискретных коллективных состояний ^{239}Pu , $\frac{d\sigma_{nn\gamma}(\varepsilon, E_q, E_n, \theta)}{d\theta}$. Спектр мгновенных нейтронов $S(\varepsilon, E_n, \theta)$ — суперпозиция эксклюзивных спектров предделительных нейтронов $(n, n\gamma)^1$, $(n, 2n\gamma)^{1,2}$, $(n, 3n\gamma)^{1,2,3}$, а также $S_{A+1-x}(\varepsilon, E_n, \theta)$ спектров нейтронов, испускаемых из осколков деления. $G(\varepsilon, E_q, E_n, \Delta\theta)$ — это функция разрешения, зависящая от E_n и слабо зависящая от угла эмиссии. В таком представлении эмиссионные спектры нормированы с учетом сечений реакций (n, xn) и (n, F) , а также множественности мгновенных нейтронов деления.

В дважды дифференциальных эмиссионных спектрах нейтронов $^{238}\text{U} + n$ для $E_n \sim 1-3$ МэВ наблюдаются структуры, связанные с возбуждением коллективных уровней полосы основного

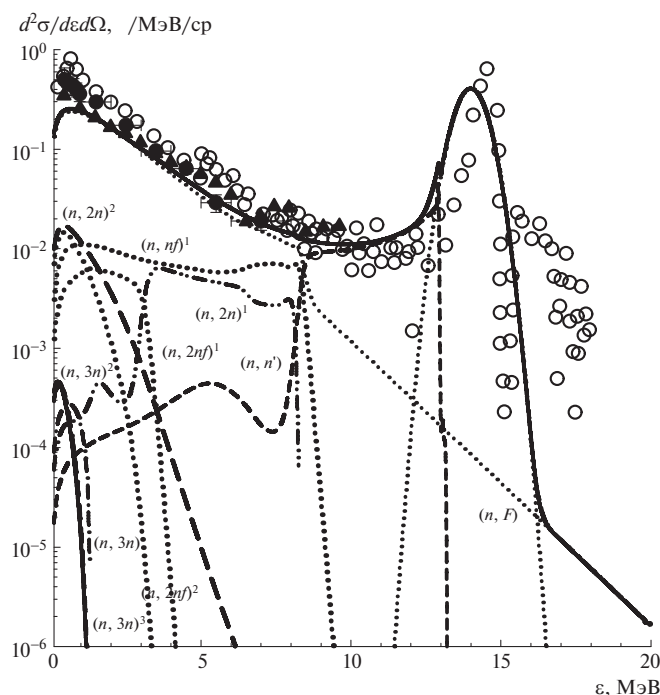


Рис. 28. Дважды дифференциальный нейтронный эмиссионный спектр для $E_n = 14$ МэВ и угла 30° для реакции $^{239}\text{Pu}(n, F)$ и его частичные составляющие. Кривые: сплошная — (n, nX) ; пунктирная — (n, F) ; штриховая — $(n, n\gamma)^1$; дважды штрихпунктирная — $(n, 2n)^1$; штриховая — $(n, 2n)^2$; штрихпунктирная — $(n, 3n)^1$; штриховая — $(n, 3n)^2$; сплошная — $(n, 3n)^3$; точечные кривые — $(n, nf)^1$, $(n, 2nf)^1$, $(n, 2nf)^2$; пунктирная — $(n, n) + (n, n\gamma)$ для дискретных уровней. Точки: $\circ$ — [38]; $\blacktriangle$ — [92]; $\bullet$ — [93].

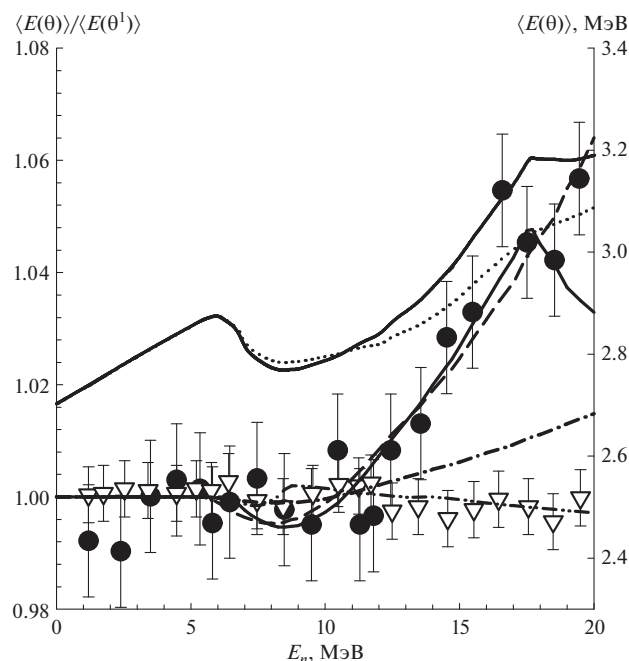


Рис. 29. Отношение средних энергий СМНД $\langle E(\theta) \rangle / \langle E(\theta^1) \rangle$ для $^{239}\text{Pu}(n, F)$. Кривые: сплошная — $\langle E(30^\circ) \rangle / \langle E(150^\circ) \rangle$, диапазон энергий $\varepsilon \sim 1-12$ МэВ; штриховая — $\langle E(30^\circ) \rangle / \langle E(150^\circ) \rangle$, диапазон энергий $\varepsilon \sim 0-20$ МэВ; дважды штрихпунктирная — $\langle E(30^\circ) \rangle / \langle E(150^\circ) \rangle$, диапазон энергий $\varepsilon \sim 1-3$ МэВ; штрихпунктирная — $\langle E(60^\circ) \rangle / \langle E(150^\circ) \rangle$, диапазон энергий $\varepsilon \sim 0-20$ МэВ. Точки: $\bullet$ — [24] $\langle E(30^\circ) \rangle / \langle E(150^\circ) \rangle$, диапазон энергий $\varepsilon \sim 1-12$ МэВ; ∇ — [24] $\langle E(30^\circ) \rangle / \langle E(150^\circ) \rangle$, диапазон энергий $\varepsilon \sim 1-3$ МэВ.

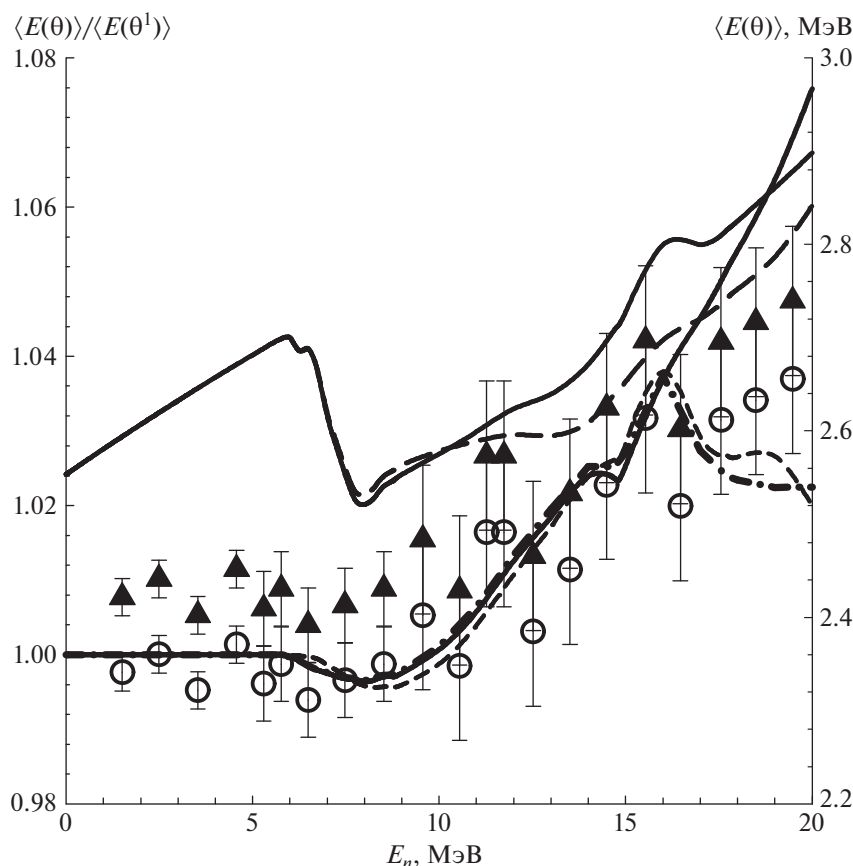


Рис. 30. Отношение средних энергий СМНД $\langle E(\theta)/E(\theta^1) \rangle$ для $^{235}\text{U}(n, F)$. Кривые: сплошная — $\langle E(30^\circ) \rangle / \langle E(150^\circ) \rangle$, диапазон энергий $\varepsilon \sim 0\text{--}20$ МэВ; штриховая — $\langle E(30^\circ) \rangle / \langle E(150^\circ) \rangle$, диапазон энергий $\varepsilon \sim 0.89\text{--}10$ МэВ; штрихпунктирная — $\langle E(30^\circ) \rangle / \langle E(150^\circ) \rangle$, диапазон энергий $\varepsilon \sim 0.01\text{--}10$ МэВ. Точки: ▲ — [12], $\langle E(30^\circ) \rangle / \langle E(150^\circ) \rangle$, диапазон энергий $\varepsilon \sim 0.89\text{--}10$ МэВ; ○ — [12], $0.99 \langle E(30^\circ) \rangle / \langle E(150^\circ) \rangle$, диапазон энергий $\varepsilon \sim 0.89\text{--}10$ МэВ.

состояния $J^\pi = 0^+, 2^+, 4^+, 6^+, 8^+$, а также уровней γ -ротационных полос $K^\pi = 0^+, 2^+$, уровней октупольной полосы $K^\pi = 0^-$ [40, 94]. При более высоких $E_n \sim 3.5\text{--}4.5$ МэВ прямое возбуждение этих групп уровней проявляется в виде ступенчатых структур. При $E_n \sim 6$ МэВ ступенчатая структура слева от квазиупругого пика связана с прямым возбуждением уровней с $K^\pi = 0^+, 2^+$ и 0^- . При $E_n \sim 12\text{--}20$ МэВ возбуждение уровней с $K^\pi = 0^+, 2^+$ и 0^- приводит к уширению квазиупругого пика. Учет прямого возбуждения уровней с энергией возбуждения $U \leq 1$ МэВ [40, 94–96] позволяет аппроксимировать угловую зависимость спектра эмиссии первого нейтрона, соответствующую энергии возбуждения ядер ^{238}U , $U = 1\text{--}6$ МэВ [8, 9, 96]. На рис. 27 и рис. 28 представлено сравнение с данными [38, 92, 93] дважды дифференциальных эмиссионных спектров для $^{239}\text{Pu} + n$ для $E_n \sim 14$ МэВ, $\theta \sim 30^\circ$ и $\theta \sim 90^\circ$ соответственно. Эксклюзивные нейтронные спектры реакций $^{239}\text{Pu}(n, nf)^1$ ($^{235}\text{U}(n, nf)^1$),

$\frac{d\sigma_{nnf}^1(\varepsilon, E_n, \theta)}{d\varepsilon}$, для различных углов эмиссии нейтрона $(n, nf)^1$, которые составляют только малую часть спектра нейтронов $(n, nX)^1$, определяют угловую зависимость относительно падающего пучка нейтронов, наблюдаемых спектров мгновенных нейтронов деления.

Угловая анизотропия мгновенных нейтронов деления относительно пучка падающих нейтронов была обнаружена в реакциях $^{239}\text{Pu}(n, F)$ [10, 11, 24] для энергий налетающих нейтронов $E_n \sim 10\text{--}20$ МэВ (см. рис. 29) и $^{235}\text{U}(n, F)$ [12] (см. рис. 30) для энергий налетающих нейтронов $E_n \sim 12\text{--}20$ МэВ. Отношение средних энергий экспериментальных СМНД $\langle E(\theta) \rangle / \langle E(\theta^1) \rangle$ для спектров мгновенных нейтронов деления, испущенных в переднюю ($\theta \sim 30^\circ$) и заднюю ($\theta \sim 150^\circ$) полусферы, резко растет начиная с энергии $E_n \sim 10\text{--}12$ МэВ. Причиной тому являются, главным образом, нейтроны реакции $(n, nf)^1$. Анизотропия испускания нейтронов $(n, nf)^1$ реакций связана с

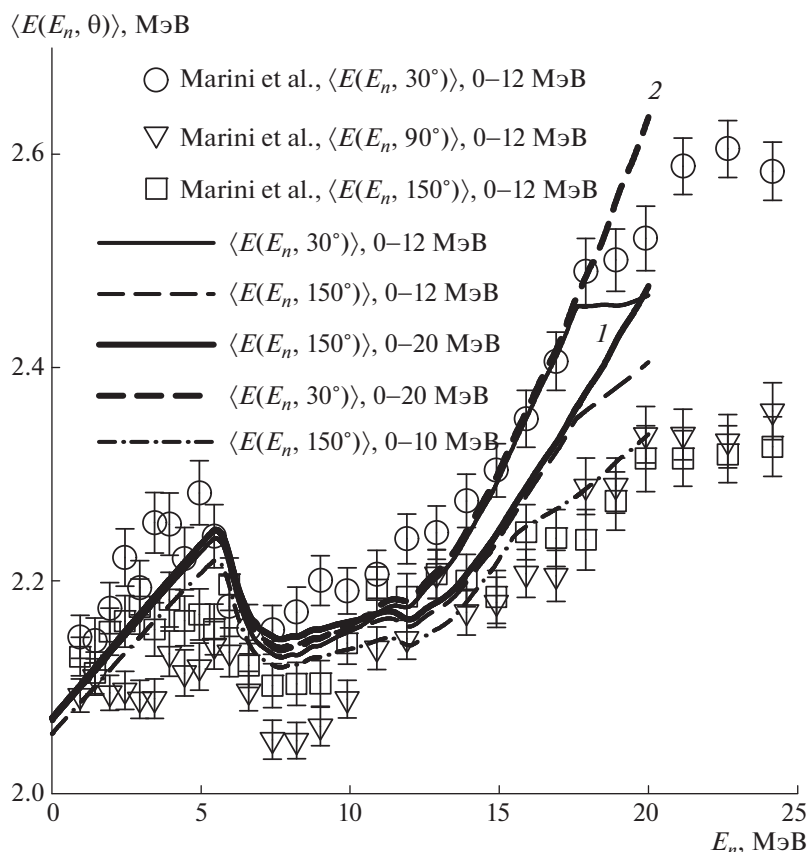


Рис. 31. Средняя энергия СМНД $\langle E(E_n, \theta) \rangle$ для деления нейтронами $^{239}\text{Pu}(n, F)$. Кривые: сплошная — $\langle E(30^\circ) \rangle$, $\varepsilon \sim 0-12$ МэВ; штриховая — $\langle E(150^\circ) \rangle$, $\varepsilon \sim 0-12$ МэВ; сплошная (1) — $\langle E(30^\circ) \rangle$, $\varepsilon \sim 0-20$ МэВ; штриховая — $\langle E(150^\circ) \rangle$, $\varepsilon \sim 0-20$ МэВ. Точки: $\circ$ — $\langle E(30^\circ) \rangle$ [10]; ∇ — $\langle E(90^\circ) \rangle$ [10]; $\square$ — $\langle E(150^\circ) \rangle$ [10].

предравновесным/полупрямым механизмом эмиссии первого нейтрона реакции $(n, nX)^1$ (уравнения (11)–(13)), при этом соответствующая энергия возбуждения остаточного ядра $^{239}\text{Pu}(^{235}\text{U})$ будет иметь величину порядка 1–6 МэВ. Абсолютный выход $(n, nf)^1$ нейтронов определяется при согласованном описании сечений реакций (n, F) и (n, xn) и анизотропных эмиссионных нейтронных спектров. Отношение средних энергий эксклюзивных нейтронных спектров реакции $^{239}\text{Pu}(n, nf)^1$, $\frac{d\sigma_{nnf}^1(\varepsilon, E_n, \theta \approx 30^\circ)}{d\varepsilon}$ и $\frac{d\sigma_{nnf}^1(\varepsilon, E_n, \theta \approx 150^\circ)}{d\varepsilon}$, намного выше по абсолютной величине, но повторяет форму отношения средних энергий экспериментальных СМНД $\langle E(\theta \approx 30^\circ) \rangle / \langle E(\theta \approx 150^\circ) \rangle$ [24]. В отношении средних энергий эксклюзивных нейтронных спектров реакции $^{239}\text{Pu}(n, 3nf)^1$, $\frac{d\sigma_{n3nf}^1(\varepsilon, E_n, \theta \approx 30^\circ)}{d\varepsilon}$ и $\frac{d\sigma_{n3nf}^1(\varepsilon, E_n, \theta \approx 150^\circ)}{d\varepsilon}$, угловой зависимости нет.

Угловая зависимость энергии первого предделительного нейтрона в реакциях $(n, nf)^1$ и

$(n, 2nf)^1$ позволяет интерпретировать экспериментальную зависимость отношения средних энергий СМНД для эмиссии $^{239}\text{Pu}(n, xnf)^{1,2,3}$ и $^{235}\text{U}(n, xnf)^{1,2,3}$ нейтронов и нейтронов из соответствующих осколков деления, для эмиссии “вперед” и “назад” [10, 11, 24] (см. рис. 29 и рис. 30).

Расчетное отношение $\langle E(30^\circ) \rangle / \langle E(150^\circ) \rangle$ для $^{235}\text{U}(n, F)$ несколько выше, чем в случае $^{239}\text{Pu}(n, F)$, что вполне согласуется с более высоким относительным вкладом реакции $^{235}\text{U}(n, nf)$ в наблюдаемое сечение деления $^{235}\text{U}(n, F)$. Для диапазонов регистрации мгновенных нейтронов $\varepsilon \sim 1-12$ МэВ и $\varepsilon \sim 0-20$ МэВ, как видно на рис. 29, расчетные величины $\langle E(30^\circ) \rangle / \langle E(150^\circ) \rangle$ вполне воспроизводят экспериментальную зависимость для $^{239}\text{Pu}(n, F)$ при $E_n < 17$ МэВ. Для диапазонов регистрации мгновенных нейтронов $\varepsilon \sim 1-12$ МэВ и $\varepsilon \sim 0-20$ МэВ, как видно на рис. 30, расчетная величина $\langle E(30^\circ) \rangle / \langle E(150^\circ) \rangle$ вполне воспроизводит экспериментальную зависимость для $^{235}\text{U}(n, F)$ при $E_n < 16$ МэВ. Данные [12] для реакции $^{235}\text{U}(n, F)$ показаны также умноженными

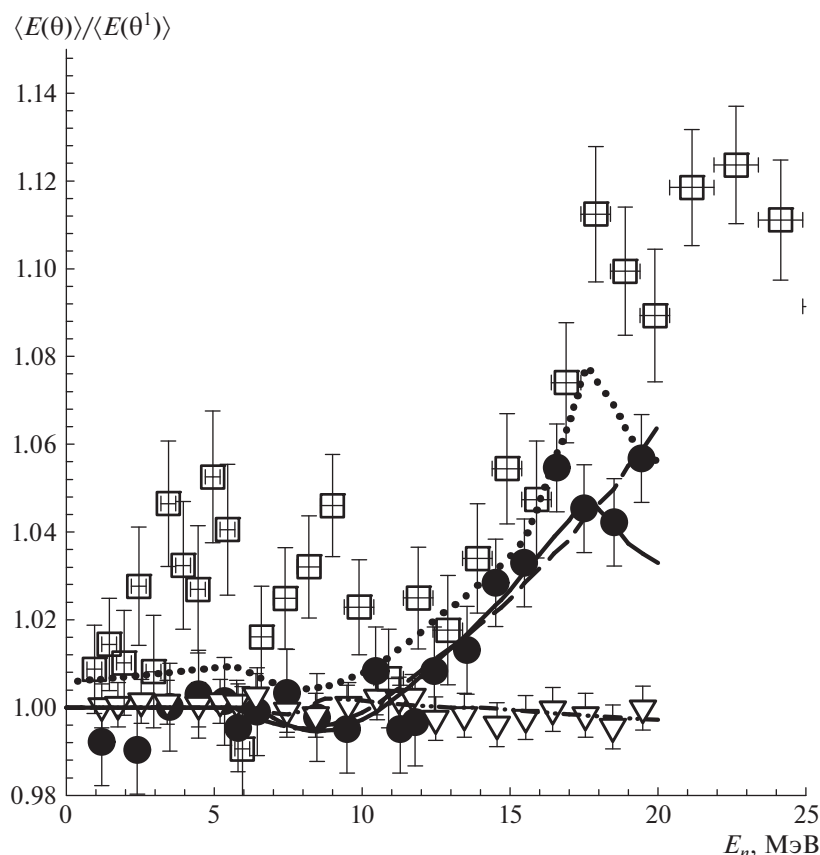


Рис. 32. Отношение средних энергий СМНД $\langle E(\theta) \rangle / \langle E(\theta^1) \rangle$ для $^{239}\text{Pu}(n, F)$. Кривые: сплошная — $\langle E(30^\circ) \rangle / \langle E(150^\circ) \rangle$ $^{239}\text{Pu}(n, F)$, диапазон энергий $\varepsilon \sim 1\text{--}12$ МэВ; дважды штрихпунктирная — $\langle E(30^\circ) \rangle / \langle E(150^\circ) \rangle$, диапазон энергий $\varepsilon \sim 1\text{--}3$ МэВ; штриховая — $\langle E(30^\circ) \rangle / \langle E(150^\circ) \rangle$, диапазон энергий $\varepsilon \sim 0\text{--}20$ МэВ; точечная — $\langle E(30^\circ) \rangle / \langle E(150^\circ) \rangle$, диапазон энергий $\varepsilon \sim 0\text{--}12$ МэВ и $\varepsilon \sim 0\text{--}10$ МэВ соответственно. Точки: ● — [24] $\langle E(30^\circ) \rangle / \langle E(150^\circ) \rangle$, диапазон энергий $\varepsilon \sim 1\text{--}12$ МэВ; ▽ — [24] $\langle E(30^\circ) \rangle / \langle E(150^\circ) \rangle$, диапазон энергий $\varepsilon \sim 1\text{--}3$ МэВ; □ — [10] $\langle E(30^\circ) \rangle / \langle E(150^\circ) \rangle$, диапазон энергий $\varepsilon \sim 0\text{--}12$ МэВ.

на нормировочный фактор 0.99, в результате достигается согласие экспериментальных и расчетных величин как по форме, так и по абсолютной величине. Расчетные величины отношений $\langle E(30^\circ) \rangle / \langle E(150^\circ) \rangle$ практически не зависят от нижнего порога регистрации нейтронов, но критически зависят от углов регистрации мгновенных нейтронов деления и верхней границы диапазона регистрации нейтронов СМНД, что иллюстрируется на рис. 29 и рис. 30 для отношений средних энергий $\langle E(30^\circ) \rangle / \langle E(150^\circ) \rangle$ и $\langle E(60^\circ) \rangle / \langle E(90^\circ) \rangle$.

На рис. 31 и рис. 32 показаны и абсолютные значения $\langle E(\theta) \rangle$ для эмиссии МНД “вперед” и “назад” для реакции $^{239}\text{Pu}(n, F)$. Следует отметить, что отношения СМНД $\langle S(\varepsilon, E_n, \theta) \rangle_{\Delta E_n} / \langle S(\varepsilon, E_n, \theta^1) \rangle_{\Delta E_n}$ в [24] определялись для широкого интервала энергий $\Delta E_n \sim 15\text{--}17.5$ МэВ, кроме того СМНД в [24], измеренные относительно падающего пучка нейтронов под различными углами θ , нормировались к одинаковому числу

делений. Отношения СМНД $\langle S(\varepsilon, E_n, \theta) \rangle_{\Delta E_n} / \langle S(\varepsilon, E_n, \theta^1) \rangle_{\Delta E_n}$ для эмиссии нейтронов деления в переднюю и заднюю полусферы [24] в этом интервале энергий ΔE_n в нашей модели вполне воспроизводятся [9, 40, 94]. При $E_n > 17$ МэВ для расчетного отношения $\langle E(30^\circ) \rangle / \langle E(150^\circ) \rangle$ резкий рост для диапазона энергий $\varepsilon \sim 0\text{--}20$ МэВ сменяется спадом для $\varepsilon \sim 1\text{--}12$ МэВ. Для $^{235}\text{U}(n, F)$ (см. рис. 28) при $E_n > 16$ МэВ спад $\langle E(30^\circ) \rangle / \langle E(150^\circ) \rangle$ такой же природы имеет место как для диапазона $\varepsilon \sim 0.89\text{--}10$ МэВ, так и для диапазона $\varepsilon \sim 0.01\text{--}10$ МэВ. Для диапазона $\varepsilon \sim 1\text{--}12$ МэВ исчезают признаки влияния нейтронов $^{239}\text{Pu}(n, 2nf)^{1,2}$ на абсолютные значения $\langle E(30^\circ) \rangle$ и $\langle E(150^\circ) \rangle$. Признаки влияния нейтронов $^{235}\text{U}(n, 2nf)^{1,2}$ для диапазона $\varepsilon \sim 0.89\text{--}10$ МэВ на абсолютные значения $\langle E(\theta) \rangle$ существенно подавлены, в $\langle E(30^\circ) \rangle$ и $\langle E(150^\circ) \rangle$ они проявляются много слабее, чем в $\langle E \rangle$ для диапазона $\varepsilon \sim 0.01\text{--}10$ МэВ (см. рис. 22).

В работе [10] средние энергии СМНД

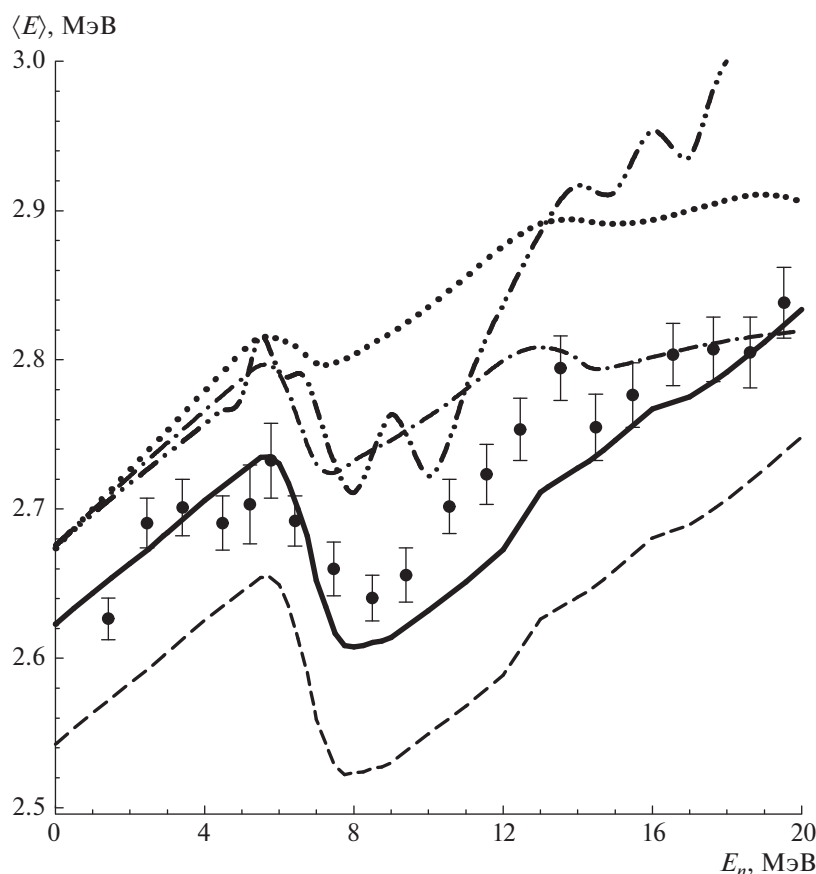


Рис. 33. Средняя энергия СМНД $\langle E \rangle$ для деления нейтронами $^{240}\text{Pu}(n, F)$. Кривые: сплошная — диапазон энергий $\varepsilon \sim 1-10$ МэВ; штриховая — диапазон энергий $\varepsilon \sim 0.89-10$ МэВ; штрихпунктирная — ENDF/B-VIII.0 [48], диапазон энергий $\varepsilon \sim 1-10$ МэВ; дважды штрихпунктирная — JENDL-4.0 [67]; точечная — JEFF-3.3 [49], диапазон энергий $\varepsilon \sim 1-10$ МэВ. • — [97].

$^{239}\text{Pu}(n, F) \langle E(\theta) \rangle$ и их отношения $\langle E(\theta) \rangle / \langle E(\theta^1) \rangle$ определялись для сравнительно широкого диапазона энергий $\varepsilon \sim 0-12(15)$ МэВ. На рис. 21 представлены расчетные значения $\langle E(30^\circ) \rangle$ и $\langle E(150^\circ) \rangle$ для $\varepsilon \sim 0.01-10$ МэВ. Угловая зависимость эмиссии предделительных нейтронов приводит к вариациям $\langle E(\theta) \rangle$ относительно $\langle E \rangle$, не превышающим $\Delta \langle E(\theta) \rangle / \langle E(\theta) \rangle \sim 5\%$. Очевидно, что отношение средних энергий СМНД $\langle E \rangle$, равно как и их абсолютные значения, зависит от интервала усреднения. На рис. 31 представлены величины $\langle E(30^\circ) \rangle$, $\langle E(90^\circ) \rangle$ и $\langle E(150^\circ) \rangle$ для диапазонов СМНД $\varepsilon \sim 0-12$ МэВ и $\varepsilon \sim 0.01-10$ МэВ. Расчетная величина $\langle E(30^\circ) \rangle$ для диапазона $\varepsilon \sim 0-12$ МэВ согласуется с данными [10]. Для диапазона $\varepsilon \sim 0-10$ МэВ расчетная величина $\langle E(150^\circ) \rangle$ не согласуется с данными [10] в интервале $15 < E_n < 20$ МэВ. В этом заключается противоречие между данными [10] и [11, 24], что может быть связано с погрешностями эффективности регистрации нейтронов в детекторах, однако расчетная величина $\langle E(150^\circ) \rangle$ для диапазона $\varepsilon \sim$

$\sim 0-12$ МэВ согласуется с данными [10] для $\langle E(150^\circ) \rangle$. Расчетное отношение средних энергий $\langle E(30^\circ) \rangle / \langle E(150^\circ) \rangle$ зависит от диапазонов регистрации энергий нейтронов ε и может быть существенно выше измеренного отношения $\langle E(30^\circ) \rangle / \langle E(150^\circ) \rangle$ [24] (см. рис. 32).

Измерения СМНД в корреляции с легким/тяжелым осколком деления в дважды времяпролетной методике [10–12] едва ли возможны. Для реакций $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$ и $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}, f)$ они были выполнены в работах [95, 96]. В таком эксперименте была получена оценка вклада “разрывных” нейтронов, испускаемых в течение эволюции делящегося ядра до момента разрыва. Оценки вкладов и средних энергий таких нейтронов в [68, 69] варьируются от $\sim 1.8\%$ и 0.47 МэВ ($^{235}\text{U}(n, F)$) до $\sim 3.6\%$ и 0.91 МэВ ($^{239}\text{Pu}(n, F)$). Для реакции $^{235}\text{U}(n, F)$ при $E_n \sim 7$ МэВ средняя энергия предделительных нейтронов $\langle E_{nnf1} \rangle \sim 0.5$ МэВ, а их доля достигает $\sim 10\%$. Для реакции $^{239}\text{Pu}(n, F)$ средняя энергия предделительных $(n, nf)^1$ нейтронов $\langle E_{nnf1} \rangle \sim$

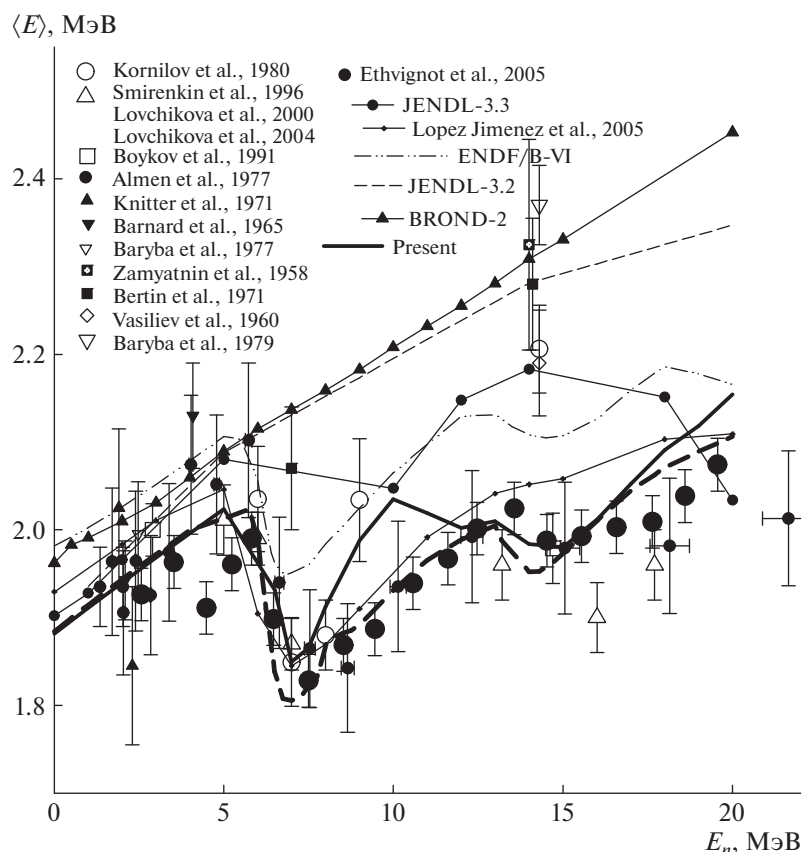


Рис. 34. Средняя энергия СМНД $\langle E \rangle$ для деления нейтронами $^{238}\text{U}(n, F)$. Кривые: штриховая — диапазон энергий $\varepsilon \sim 0.01\text{--}10$ МэВ; сплошная — [19], диапазон энергий $\varepsilon \sim 0\text{--}20$ МэВ; $\bullet$ — [97], диапазон энергий $\varepsilon \sim 0.01\text{--}10$ МэВ. Остальные обозначения экспериментальных данных см. на рис. 2 в [19].

~ 0.5 МэВ, а их доля не превышает $\sim 6\%$. Полагая, что доля “разрывных” нейтронов не зависит от энергии возбуждения, можно учесть их вклад в СМНД простым суммированием с СМНД и последующей перенормировкой (см. рис. 13 и рис. 14). Подобный учет “разрывных” нейтронов, несколько улучшая описание СМНД в области относительно-го максимума вклада предделительных нейтронов, существенно ухудшает описание СМНД для реакции $^{239}\text{Pu}(n, F)$ в области $\varepsilon > E_{nnf1}$. Очевидно, для реакций $^{235}\text{U}(n, F)$ и $^{239}\text{Pu}(n, F)$ при $E_n \sim \sim 7$ МэВ выделить “разрывные” нейтроны сравнением расчетных и измеренных дифференциальных СМНД едва ли возможно.

Влияние угловой анизотропии осколков деления для делящихся ядер $(A + 1 - x)$ на анизотропию мгновенных нейтронов деления для рассматриваемых энергий возбуждения вполне возможно. Максимальной угловая анизотропия осколков деления будет для четно-четных делящихся ядер ^{236}U и ^{240}Pu при минимальной энергии возбуждения, поэтому влияние анизотропии осколков деления на угловую зависимость выхода мгновенных нейтронов деления относительно падающего пучка для

рассматриваемых реакций и энергий возбуждения невелико, либо усредняется.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ наблюдаемых спектров мгновенных нейтронов деления для реакций $^{235}\text{U}(n, F)$ и $^{239}\text{Pu}(n, F)$ показал, что для целого ряда структур можно установить корреляцию с влиянием предделительных $(n, xnf)^{1, \dots, x}$ нейтронных спектров. Установлена корреляция между формой спектра МНД при различных E_n и вкладами эмиссионного деления в наблюдаемые сечения деления для реакций $^{239}\text{Pu}(n, F)$ и $^{235}\text{U}(n, F)$. Выделены парциальные компоненты наблюдаемых СМНД, обусловленные реакциями (n, f) и (n, xnf) . Спектры предделительных нейтронов оказались довольно мягкими, по сравнению с нейтронами, испускаемыми возбужденными осколками деления. Это приводит к тому, что средняя энергия СМНД уменьшается вблизи порогов реакций (n, xnf) , для реакций $^{239}\text{Pu}(n, F)$ и $^{235}\text{U}(n, F)$ теоретические расчеты и экспериментальные данные хорошо согласуются.

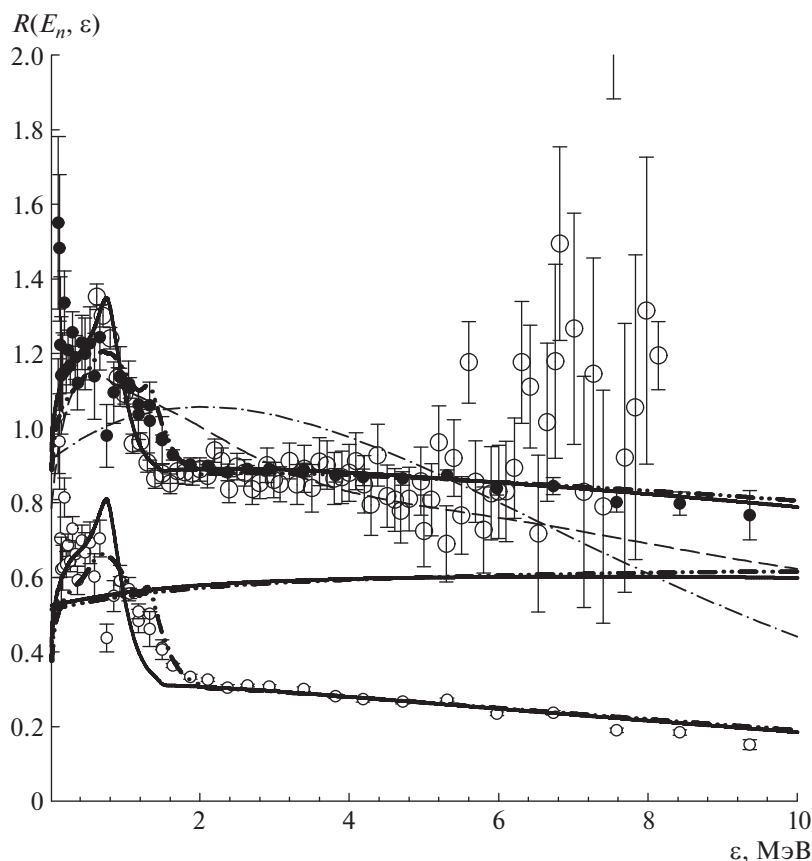


Рис. 35. Парциальные составляющие спектра мгновенных нейтронов деления $^{238}\text{U}(n, F)$ при $E_n \sim 7.5$ МэВ относительно спектра Максвелла с $T = 1.34933$ МэВ. Кривые: сплошная — [19, 95], $E_n = 7.0$ МэВ; дважды штрихпунктирная — [19, 95], $E_n = 7.5$ МэВ. Точки: $\bullet$ — [97]; $\circ$ — (n, nf) [97]; $\circ$ — [74]; численные данные для расчетных СМНД и сечения деления $^{238}\text{U}(n, F)$ — [95]. Остальные обозначения экспериментальных данных см. на рис. 2 в [19].

Амплитуда вариаций $\langle E \rangle$ СМНД для $^{239}\text{Pu}(n, F)$ намного ниже, чем в случае реакции $^{235}\text{U}(n, F)$. Это обстоятельство связано с различием вкладов эмиссионного деления в наблюдаемые сечения деления для реакций $^{239}\text{Pu}(n, F)$ и $^{235}\text{U}(n, F)$. Показано, что угловая анизотропия эксклюзивных спектров нейтронов реакций $(n, nf)^1$ и $(n, 2nf)^1$ существенно влияет на наблюдаемые СМНД и их средние энергии. Отношение средних энергий СМНД $\langle E \rangle$ для эмиссии предделительных нейтронов в реакциях $^{235}\text{U}(n, xnf)$ и $^{239}\text{Pu}(n, xnf)$ “вперед” и “назад” хорошо согласуется с экспериментальными данными.

Применение аналогичного подхода для предсказания спектров и средних энергий СМНД $\langle E \rangle$ для, например, $^{240}\text{Pu}(n, F)$, оказывается весьма эффективным. Очевидно, требуется только фиксация параметров для СМНД реакции $^{240}\text{Pu}(n, f)$, остальные параметры определены при описании наблюдаемых СМНД для реакции $^{239}\text{Pu}(n, F)$. Измерения СМНД для реакции $^{240}\text{Pu}(n, F)$ были анонсированы в [13], и уже в [97] были представ-

лены предварительные значения средних энергий $\langle E \rangle$ для диапазона энергий СМНД $\varepsilon \sim 1\text{--}10$ МэВ. Как известно, индикаторы влияния предделительных нейтронов на $\langle E \rangle$ при таком ограничении диапазона энергий ε сохраняются. Детальный анализ имеющихся данных по СМНД для $^{240}\text{Pu}(sf)$ и ТКЕ $^{240}\text{Pu}(n, F)$ для $E_n \sim 1\text{--}20$ МэВ и $\varepsilon \sim 0\text{--}20$ МэВ представлен в [98]. Абсолютная величина $\langle E \rangle$ чувствительна к нижней границе диапазона энергий СМНД ε , а энергетическая зависимость $\langle E \rangle(E_n)$ от нее практически не зависит. Средние энергии $\langle E \rangle$ $^{240}\text{Pu}(n, F)$ для диапазона $\varepsilon \sim 1\text{--}10$ МэВ (они определены для $\varepsilon \sim 0\text{--}20$ МэВ в [98]), показанные на рис. 33, согласуются с измеренными данными [97]. Амплитуда вариаций $\langle E \rangle$ СМНД для $^{240}\text{Pu}(n, F)$ намного выше, чем в случае реакции $^{239}\text{Pu}(n, F)$, она, очевидно, сравнима с наблюдаемой амплитудой вариаций $\langle E \rangle$ для реакций $^{235}\text{U}(n, F)$ и $^{238}\text{U}(n, F)$.

Для $^{238}\text{U}(n, F)$ средние энергии $\langle E \rangle$ в диапазоне $\varepsilon \sim 0.01\text{--}10$ МэВ [97] (см. рис. 32), за исключением интервала $E_n \sim 8\text{--}11$ МэВ, согласуются с

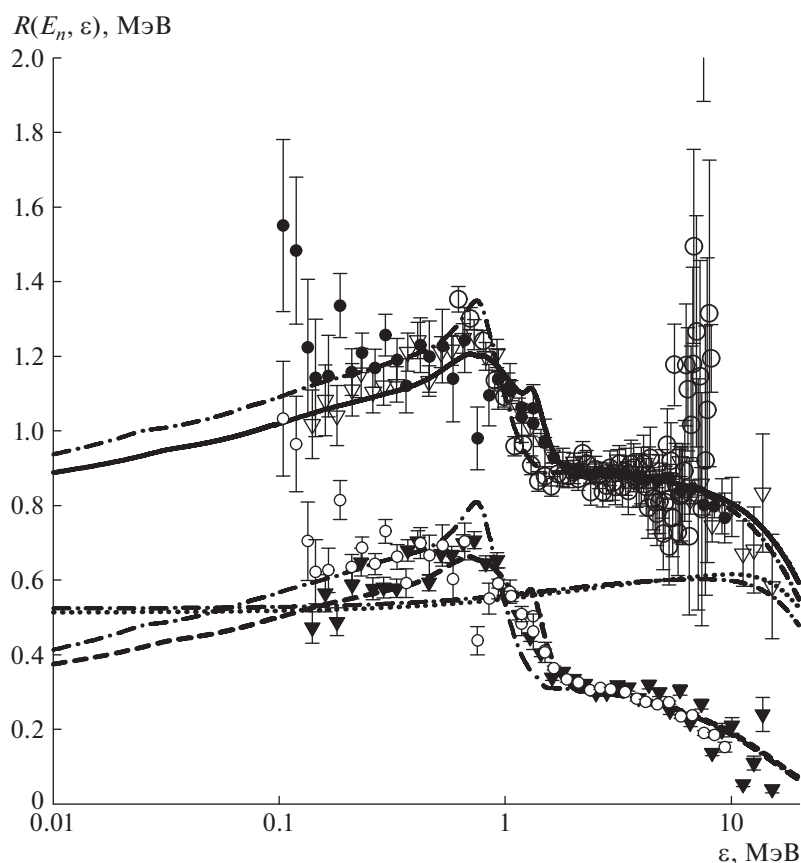


Рис. 36. Парциальные составляющие спектра мгновенных нейтронов деления $^{238}\text{U}(n, F)$ при $E_n \sim 7.5$ МэВ относительно спектра Максвелла с $T = 1.34933$ МэВ. Кривые: сплошная — [19, 95], $E_n = 7.0$ МэВ; дважды штрихпунктирная — [19, 95], $E_n = 7.5$ МэВ. Точки: ○ — [74]; ▽ — [99]; ▼ — (n, nf) [99]; ● — [97]; ○ — (n, nf) [97]; численные данные для расчетных СМНД и сечения деления $^{238}\text{U}(n, F)$ — [95].

оценкой $\langle E \rangle$ [15, 19, 72, 95], опубликованной в 2001–2008 гг. Рисунок 34 — это рис. 2 из работы [19] 2008 г. с добавленными данными [97] 2022 г. Устранить разногласия между расчетами и измеренными данными в интервале $E_n \sim 8\text{--}11$ МэВ удастся с помощью описанной выше процедуры уменьшения кинетической энергии осколков E_F^{pre} [8, 9]. Сравнение рис. 33 и рис. 34 показывает, что влияние спектров нейтронов $(n, 2nf)^{1,2}$ на $\langle E \rangle$ СМНД для $^{240}\text{Pu}(n, F)$ проявляется слабее, чем в случае реакции $^{238}\text{U}(n, F)$.

Сравнение СМНД $^{238}\text{U}(n, F)$ для $E_n \sim 7.5$ МэВ с данными [74, 97] представлено на рис. 35. Это дополненная версия рис. 8 из [19] с СМНД $^{238}\text{U}(n, F)$ для $E_n \sim 7$ МэВ с добавленными расчетами и измеренными данными [97] для $E_n \sim 7.5$ МэВ и расчетами [19, 72, 95]. Числовые данные для СМНД были представлены в файле оцененных нейтронных данных ^{238}U [72] для $E_n \sim E_{\text{th}} - 20$ МэВ в 2005 г. Очевидно, что и для $E_n \sim 7.5$ МэВ расчетный СМНД воспроизводит форму спектра вблизи граничной энергии $(n, nf)^1$ нейтрона E_{nnf1} . Гра-

ничные энергии E_{nnf1} в [97] и [74] согласуются с расчетом [19, 72, 95]. В данных [99] величина E_{nnf1} завышена относительно данных [97, 74] и расчетов на ~ 0.5 МэВ. Интегральный вклад эксклюзивных предделительных нейтронов в спектр СМНД равен $\sim 13\%$ для $E_n \sim 7$ МэВ и $\sim 14\%$ для $E_n \sim 7.5$ МэВ. Вклады реакций $^{238}\text{U}(n, nf)$ в наблюдаемые СМНД при $E_n \sim 7.5$ МэВ и $E_n \sim 7$ МэВ существенно различаются ввиду различий форм спектров эксклюзивных нейтронов $^{238}\text{U}(n, nf)^1$, это следствие вариаций конкуренции реакций $(n, nf)^1$, $(n, n\gamma)^1$, $(n, 2n)^1$ и $(n, 2n)^2$, существенно влияющих на форму СМНД. Влияние предделительных нейтронов на спектры мгновенных нейтронов из осколков деления ядер ^{238}U намного сильнее, чем в случае ядер-мишеней ^{235}U и ^{239}Pu , на рис. 36 видно, также, что СМНД из осколков деления ^{239}U много жестче, чем СМНД из осколков деления ^{238}U .

Таким образом, можно утверждать, что корректная оценка предделительных $(n, xnf)^{1,\dots,x}$ нейтронных спектров, эксклюзивных нейтрон-

ных спектров реакций $(n, uxn)^{1, \dots, x}$, парциальных вкладов эмиссионного деления в сечение деления, СМНД и ТКЕ для осколков и продуктов деления, моделирование спектров нейтронов из осколков деления позволяет предсказать СМНД $^{239}\text{Pu}(n, uF)$ и $^{235}\text{U}(n, uF)$ и выделить вклады реакций $^{239}\text{Pu}(n, uxn f)$ и $^{235}\text{U}(n, xnf)$ в СМНД для любых энергий возбуждения в интервале энергий $E_n \sim E_{\text{th}} - 20$ МэВ. Интерпретация и предсказание результатов измерений СМНД и средних энергий $\langle E \rangle$ 2022 г. [97] для реакций $^{238}\text{U}(n, F)$ (в 2005 г.) и $^{240}\text{Pu}(n, F)$, а также СМНД для $^{238}\text{U}(n, F)$ при $E_n \sim 7.5$ МэВ — это свидетельство адекватности представленного в данной работе подхода. Предсказание СМНД для $E_n \sim E_{\text{th}} - 20$ МэВ для $^{238}\text{U}(n, F)$ и $^{240}\text{Pu}(n, F)$ выглядит вполне реалистичным, в отличие от методов анализа СМНД для $^{239}\text{Pu}(n, F)$, изложенных в [100, 101], где явно не выделены парциальные вклады эмиссионного деления в наблюдаемые спектры мгновенных нейтронов деления, сечения деления и сопутствующие функционалы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. R. Capote, V. Maslov, E. Bauge, T. Ohsawa, A. Vorobyev, M. B. Chadwick, and S. Oberstedt, INDC(NDS)-0541 (Vienna, 2009); <https://www-nds.iaea.org/publications/indc/indc-nds-0541.pdf>
2. В. М. Маслов, Н. А. Тетерева, В. Г. Проняев, А. Б. Кагаленко, К. И. Золотарев, Р. Капоте, Т. Гранье, Б. Мориллон, Ф.-Й. Хамбш, Ж.-К. Сабле, Ат. энергия **108**, 352 (2010); <https://j-atomicenergy.ru/index.php/ae/article/download/1435/1416>; <https://link.springer.com/article/10.1007/s10512-010-9313-0>
3. V. M. Maslov, N. A. Tetereva, V. G. Pronyaev, A. B. Kagalenko, R. Capote, T. Granier, B. Morillon, and J.-C. Sublet, J. Korean Phys. Soc. **59**, 1337 (2011); <https://www.jkps.or.kr/journal/download.pdf.php?doi=10.3938/jkps.59.1337>
4. В. М. Маслов, Г. Н. Мантуров, В. Н. Кошечев, В. Г. Проняев, Н. А. Тетерева, в *Сборнике тезисов докладов “61-я Международная конференция “Ядро-2011” по проблемам ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, 10–14 октября 2011, Саров, Россия*; <https://inis.iaea.org/collection/NCLCollectionStore/Public/44/118/44118032.pdf>
5. *International Co-operation in Nuclear Data Evaluation: An Extended Summary of the Collaborative International Evaluated Library Organization (CIELO) Pilot Project, Nuclear Science*, NEA No. 7498, 2019; <https://www.oecd-nea.org/upload/docs/application/pdf/2019-12/7498-cielo.pdf>
6. K. J. Kelly, J. A. Gomez, J. M. O'Donnell, M. Devlin, R. C. Haight, T. N. Taddeucci, S. M. Mosby, H. Y. Lee, D. Neudecker, T. Kawano, A. E. Lovell, P. Talou, M. C. White, C. Y. Wu, R. Henderson, J. Henderson, and M. Q. Buckner, EPJ Web Conf. **239**, 05010 (2020); <https://doi.org/10.1051/epjconf/202023905010>
7. M. Devlin, J. A. Gomez, K. J. Kelly, J. M. O'Donnell, R. C. Haight, T. N. Taddeucci, D. Neudecker, C. Y. Wu, J. Henderson, M. C. White, B. Bucher, Q. Buckner, H. Y. Lee, S. M. Mosby, J. L. Ullmann, R. A. Henderson, and N. Fotiades, EPJ Web Conf. **239**, 01003 (2020); <https://doi.org/10.1051/epjconf/202023901003>
8. V. M. Maslov, в *Сборнике тезисов докладов LXXII Международной конференции “Ядро-2022, Фундаментальные вопросы и приложения”, 11–16 июля 2022, Москва, Россия*; p. 111; <https://events.sinp.msu.ru/event/8/attachments/181/875nucleus-2022-book-of-abstracts-www.pdf>
9. V. M. Maslov, <https://events.sinp.msu.ru/event/8/contributions/586/attachments/568/881/mvmNucl2022%2B.pdf>
10. P. Marini, J. Taieb, B. Laurent, G. Belier, A. Chatillon, D. Etasse, P. Morfouace, M. Devlin, J. A. Gomez, R. C. Haight, K. J. Kelly, J. M. O'Donnell, and K. T. Schmitt, Phys. Rev. C **101**, 044614 (2020); <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.101.044614>; <http://www-nds.iaea.org/EXFOR/14684.005>
11. K. J. Kelly, M. Devlin, J. M. O'Donnell, J. A. Gomez, D. Neudecker, R. C. Haight, T. N. Taddeucci, S. M. Mosby, H. Y. Lee, C. Y. Wu, R. Henderson, P. Talou, T. Kawano, A. E. Lovell, M. C. White, J. L. Ullmann, *et al.*, Phys. Rev. C **102**, 034615 (2020); <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.102.034615>; <http://www-nds.iaea.org/EXFOR/14682.004>
12. K. J. Kelly, J. A. Gomez, M. Devlin, J. M. O'Donnell, D. Neudecker, A. E. Lovell, R. C. Haight, C. Y. Wu, R. Henderson, T. Kawano, E. A. Bennett, S. M. Mosby, J. L. Ullmann, N. Fotiades, J. Henderson, T. N. Taddeucci, H. Y. Lee, *et al.*, Phys. Rev. C **105**, 044615 (2022); <https://journals.aps.org/prc/abstract/10.1103/PhysRevC.105.044615>
13. M. Devlin, E. A. Bennett, M. Q. Buckner, N. Fotiades, J. A. Gomez, R. C. Haight, R. Henderson, K. J. Kelly, D. Neudecker, J. M. O'Donnell, and J. L. Ullmann, in *Proceedings of the International Conference Nuclear Data for Science and Technology, 24–29 July 2022, Sacramento, USA*;

- <https://indico.frib.msu.edu/event/52/contributions/616/attachments/491/2023/Devlin-ND2022.pdf>
14. V. M. Maslov, Yu. V. Porodzinskij, M. Baba, A. Hasegawa, N. V. Kornilov, A. B. Kagalenko, and N. A. Tetereva, *Eur. Phys. J. A* **18**, 93 (2003); https://epja.epj.org/articles/epja/abs/2003/09/10050_2003_Article_1004110050_2003_Article_10041.html
 15. V. M. Maslov, Yu. V. Porodzinskij, M. Baba, A. Hasegawa, N. V. Kornilov, A. B. Kagalenko, and N. A. Tetereva, *Phys. Rev. C* **69**, 034607 (2004); <https://journals.aps.org/prc/abstract/10.1103/PhysRevC.69.034607>
 16. V. M. Maslov, N. V. Kornilov, A. B. Kagalenko, and N. A. Tetereva, *Nucl. Phys. A* **760**, 274 (2005); <https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/S0375947405009334>; <https://www-nds.iaea.org/minskact/data/92235f18.txt>
 17. В. М. Маслов, ВАХТ. Сер. Физика ядерных реакторов, вып. 2, 33 (2006); http://vniief.ru/wps/wcm/connect/vniief/site/publishing/publications/nuclearreactor/y2006/y2-2006/vipusk2_2006
 18. В. М. Маслов, *Ат. энергия* **103**, 119 (2007); http://elib.biblioatom.ru/text/atomnaya-energiya-t103-2_2007/go,39/; <https://link.springer.com/article/10.1007/s10512-007-0101-4>
 19. В. М. Маслов, *ЯФ* **71**, 11 (2008); <https://www.elibrary.ru/item.asp?id=9591067>, https://www.elibrary.ru/download/elibrary_9591067_50309884.pdf; <https://link.springer.com/article/10.1134/S106377880801002X?>
 20. K. Meierbachtol, F. Tovesson, D. L. Duke, V. Geppert-Kleinrath, B. Manning, R. Meharchand, S. Mosby, and D. Shields, *Phys. Rev. C* **94**, 034611(2016); <https://journals.aps.org/prc/abstract/10.1103/PhysRevC.94.034611>
 21. A. Chemey, A. Pica, Liangyu Yao, W. Loveland, Hye Young Lee, and S. A. Kuvin, *Eur. Phys. J. A* **56**, 297 (2020); https://epja.epj.org/articles/epja/abs/2020/11/100502020_Article_295/10050_2020_Article_295.html
 22. D. L. Duke, F. Tovesson, T. Brys, V. Geppert-Kleinrath, F.-J. Hambsch, A. Laptev, R. Meharchand, B. Manning, D. Mayorov, K. Meierbachtol, S. Mosby, B. Perdue, D. Richman, D. Shields, and M. Vidali, in *Proceedings of the International Conference Nuclear Data for Science and Technology (ND2016)*, 11–16 September 2016, Bruges, Belgium, Ed. by A. Plompen, F.-J. Hambsch, P. Schillebeeckx, W. Mondelaers, J. Heyse, S. Kopecky, P. Siegler, and S. Oberstedt (2017), p. 04042; EPJ Web Conf. **146**, 04042 (2017); https://www.epj-conferences.org/articles/epjconf/abs/2017/15/epjconf-nd2016_04042/epjconf-nd2016_04042.html
 23. F. Tovesson, D. Duke, V. Geppert-Kleinrath, B. Manning, D. Mayorov, S. Mosby, and K. Schmitt, EPJ Web Conf. **169**, 00024 (2018); https://www.epjconferences.org/articles/epjconf/abs/2018/04/epjconf_theory42018_00024/epjconf_theory42018_00024.html
 24. K. J. Kelly, T. Kawano, J. M. O'Donnell, J. A. Gomez, M. Devlin, D. Neudecker, P. Talou, A. E. Lovell, M. C. White, R. C. Haight, T. N. Taddeucci, S. M. Mosby, H. Y. Lee, C. Y. Wu, R. Henderson, J. Henderson, and M. Q. Buckner, *Phys. Rev. Lett.* **122**, 072503 (2019); <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.122.072503>
 25. K. J. Kelly, M. Devlin, J. A. Gomez, J. M. O'Donnell, T. N. Taddeucci, R. C. Haight, D. Neudecker, M. C. White, P. Talou, S. M. Mosby, H. Y. Lee, T. Kawano, C. Y. Wu, J. Henderson, and R. A. Henderson, LA-UR-18-30526 (2018); https://indico.bnl.gov/event/5067/contributions/24813/attachments/20664/27761/FINAL_CSEWG_2018_KJKelly-Devlin.pdf
 26. Б. И. Старостов, В. Н. Нефедов, А. А. Бойцов, ВАХТ. Сер. Ядерные константы, вып. 3, 16 (1985); INDC(CCP)-0252; <https://www-nds.iaea.org/publications/indc/indc-ccp-0252.pdf>; <https://www-nds.iaea.org/EXFOR/40930.001>
 27. В. Н. Нефедов, Б. И. Старостов, А. А. Бойцов, в сб. *Нейтронная физика, 6-я Всесоюзная конференция по нейтронной физике, 2–16 октября 1983, Киев*, т. 2, с. 285; INDC(CCP)-0457; <https://www-nds.iaea.org/publications/indc/indc-ccp-0457.pdf>; <https://www-nds.iaea.org/EXFOR/40930.001>
 28. Б. И. Старостов, В. Н. Нефедов, А. А. Бойцов, в сб. *Нейтронная физика, 6-я Всесоюзная конференция по нейтронной физике, 2–16 октября 1983, Киев*, т. 2, с. 290; INDC(CCP)-0458; <https://www-nds.iaea.org/publications/indc/indc-ccp-0458.pdf>; <https://www-nds.iaea.org/EXFOR/40930.001>
 29. А. А. Бойцов, А. Ф. Семенов, Б. И. Старостов, в сб. *Нейтронная физика, 6-я Всесоюзная конференция по нейтронной физике, 2–16 октября 1983, Киев*, т. 2, с. 294; INDC(CCP)-0458;

- <https://www-nds.iaea.org/publications/indc/indc-csp-0459.pdf>;
<https://www-nds.iaea.org/EXFOR/40930.001>
30. А. С. Воробьев, О. А. Щербаков, ВАИТ. Сер. Ядерные константы, вып. 2, 52 (2016);
<https://vant.ippe.ru/year2016/2/neutron-constants/1158-4.html>;
<https://www-nds.iaea.org/EXFOR/41611.001>
 31. А. С. Воробьев, О. А. Щербаков, ВАИТ. Сер. Ядерные константы, вып. 1–2, 37 (2011–2012);
<https://vant.ippe.ru/year2011-2012/neutron-constants/522-4.html>;
<https://www-nds.iaea.org/EXFOR/41597.001>
 32. Н. В. Корнилов, А. Б. Кагаленко, F.-J. Hambsch, ЯФ **62**, 173 (1999);
<https://inis.iaea.org/search/searchsinglerecord.aspx?recordsFor=SingleRecord&RN=31015802>
 33. B. E. Watt, Phys. Rev. **87**, 1037 (1952);
<https://journals.aps.org/pr/abstract/10.1103/PhysRev.87.1037>
 34. Fission neutron Spectra of Uranium-235, NEA, NEA/WEC-9, OECD, 2003.
 35. D. G. Madland and A. C. Kahler, Nucl. Phys. A **957**, 289 (2017);
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S037594741630238X>
 36. D. Hilscher and H. Rossner, Ann. Phys. (France) **17**, 471 (1992);
https://www.annphys.org/articles/anphys/abs/1992/06/anphys_1992__17_6_471_0/anphys_1992__17_6_471_0.html
 37. M. Uhl and B. Strohmaier, IRK-76/01, IRK (Vienna, 1976).
 38. J. L. Kammerdiener, *Neutron Spectra Emitted by ^{239}Pu , ^{238}U , ^{235}U , Fe, Nb, Ni, Al, and C Irradiated by 14 MeV Neutrons*, UCRL-51232 (1972);
https://inis.iaea.org/collection/NCLCollection-Store/_Public/04/042/4042186.pdf;
<https://www-nds.iaea.org/EXFOR/14329.001>
 39. M. Baba, H. Wakabayashi, N. Ito, K. Maeda, and N. Hirakawa, J. Nucl. Sci. Technol. **27**, 601 (1990);
<https://www.tandfonline.com/doi/abs/10.1080/18811248.1990.9731229>
 40. V. M. Maslov, Yu. V. Porodzinskij, N. A. Tetereva, M. Baba, and A. Hasegawa, Nucl. Phys. A **764**, 212 (2006);
<https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/S0375947405011371>
 41. M. Dupuis, S. Hilaire, S. Péru, E. Bauge, M. Kerveno, P. Dessagne, and G. Henning, EPJ Web Conf. **146**, 12002 (2017);
https://www.epj-conferences.org/articles/epjconf/abs/2017/15/epjconf-nd2016_12002/epjconf-nd2016_12002.html
 42. V. M. Maslov, in *Book of Abstracts of 28th International Seminar on Interactions of Neutrons with Nuclei, 24–28 May 2021, Dubna, Russia*, p. 113;
<http://isinn.jinr.ru/past-isinns/isinn28/ISINN28%20Abstract%20Book.pdf>
 43. D. Madland, Nucl. Phys. A **772**, 113 (2006);
<https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/S0375947406001503>
 44. J. Frehaut, G. Mosinski, and M. Soleilhac, *Recent Results on nu-Prompt Measurements between 1.5 and 15 MeV*;
<https://www-nds.iaea.org/EXFOR/20490>;
<https://www-nds.iaea.org/EXFOR/21685>
 45. B. S. Wang, J. T. Harke, O. A. Akindele, R. J. Casperson, R. O. Hughes, J. D. Koglin, K. Kolos, E. B. Norman, S. Ota, and A. Saastamoinen, Phys. Rev. C **100**, 064609 (2019);
<https://journals.aps.org/prc/abstract/10.1103/PhysRevC.100.064609>;
<https://www-nds.iaea.org/EXFOR/14601.002>
 46. P. Marini, J. Taieb, D. Neudecker, G. Belier, A. Chatillon, D. Etasse, B. Laurent, P. Morfouace, B. Morillon, M. Devlin, J. A. Gomez, R. C. Haight, K. J. Kelly, and J. M. O'Donnell, Phys. Lett. B **835**, 137513 (2022);
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269322006475>
 47. N. V. Kornilov, F.-J. Hambsch, I. Fabry, S. Oberstedt, T. Belgia, Z. Kis, L. Szentmiklosi, and S. Simakov, Nucl. Sci. Eng. **165**, 117 (2010);
<https://www.ans.org/pubs/journals/nse/article-9479/>;
<https://www-nds.iaea.org/EXFOR/31692.001>
 48. D. A. Brown, M. B. Chadwick, R. Capote, D. A. A. C. Kahler, A. Trkov, M. W. Herman, A. A. Sonzogni, Y. Danon, A. D. Carlson, M. Dunn, D. L. Smith, G. M. Hale, G. Arbanas, R. Arcilla, C. R. Bates, B. Beck, *et al.*, Nucl. Data Sheets **148**, 1 (2018);
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0090375218300206>
 49. OECD/NEA, JEFF-3.3 Evaluated Data Library. Neutron data, Technical Report (2018);
<https://www.oecd-neo.org/dbdata/JEFF33/>
 50. M. Sugimoto, A. B. Smith, and P. Guenther, Nucl. Sci. Eng. **97**, 235 (1987);
https://www.ans.org/pubs/journals/nse/a_23505;
<https://www-nds.iaea.org/EXFOR/14418.001>
 51. J. P. Lestone and E. F. Shores, Nucl. Data Sheets **119**, 213 (2014);
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0090375214000684>

52. С. Е. Сухих, Г. Н. Ловчикова, В. А. Виноградов, Б. В. Журавлев, А. В. Поляков, О. А. Сальников, Х. Мертен, А. Рубен, ВАНТ. Сер. Ядерные константы, вып. 3, 106 (1989); <https://www-nds.iaea.org/publications/indc/indc-ccp-0306/>
53. P. Staples, J. J. Egan, G. H. R. Kegel, A. Mittler, and M. L. Woodring, Nucl. Phys. A **591**, 4 (1995); <https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/037594749500119L>; <https://www-nds.iaea.org/EXFOR/13982.003>
54. Г. Н. Ловчикова, Г. Н. Смиренин, А. М. Труфанов и др., ЯФ **62**, 1551 (1999).
55. А. В. Поляков, Г. Н. Ловчикова, Б. Д. Журавлев и др., *Деление ядер — 50 лет, Международная конференция*, 16–20 октября 1989, Ленинград, т. 2, с. 150.
56. A. Chatillon, G. Bélier, T. Granier, B. Laurent, B. Morillon, J. Taieb, R. C. Haight, M. Devlin, R. O. Nelson, S. Noda, and J. M. O'Donnell, Phys. Rev. C **89**, 014611 (2014); <https://journals.aps.org/prc/abstract/10.1103/PhysRevC.89.014611>; <https://www-nds.iaea.org/EXFOR/14379.001>
57. Ю. А. Васильев, Ю. С. Замятин, Ю. И. Ильин, Е. И. Сиротинин, П. В. Торопов, Э. Ф. Фомушкин, ЖЭТФ **38**, 671 (1960); http://jetp.ras.ru/cgi-bin/dn/e_011_03_0483.pdf
58. Ю. С. Замятин, Е. К. Гутникова, Н. И. Иванова, И. Н. Сафина, Ат. энергия **3**, 540 (1957); http://elib.biblioatom.ru/text/atomnaya-energiya_t4-4_1958/go,4/
59. J. Frehaut, A. Bertin, and R. Bois, в сб.: *Нейтронная физика, 3-я Всесоюзная конференция по нейтронной физике, 9–13 июня 1975, Киев*, т. 5, с. 349; <https://www-nds.iaea.org/publications/indc/indc-0805-2/>
60. J. Frehaut, A. Bertin, and R. Bois, Trans. Am. Nucl. Soc. **32**, 732 (1979).
61. Г. С. Бойков, В. Д. Дмитриев, Г. А. Кудяев, М. И. Свириг, Г. Н. Смиренин, Ат. энергия **69**, 23 (1990); http://elib.biblioatom.ru/text/atomnaya-energiya_t69-1_1990/go,24/; <https://www-nds.iaea.org/EXFOR/41110.001>
62. Г. С. Бойков, В. Д. Дмитриев, Г. А. Кудяев, М. И. Свириг, Г. Н. Смиренин, ЯФ **53**, 628 (1991); https://inis.iaea.org/search/search.aspx?orig_q=RN:23069177; <https://www-nds.iaea.org/EXFOR/41110.001>
63. T. Ethvignot, M. Devlin, H. Duarte, T. Granier, R. C. Haight, B. Morillon, R. O. Nelson, J. M. O'Donnell, and D. Rochman, Phys. Rev. Lett. **94**, 052701 (2005); <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.94.052701>; <https://www-nds.iaea.org/EXFOR/13964.003>
64. Ю. С. Замятин, И. Н. Сафина, Е. К. Гутникова, Ат. энергия **4**, 337 (1958); http://elib.biblioatom.ru/text/atomnaya-energiya_t4-4_1958/go,4/
65. V. M. Maslov, EPJ Web Conf. **8**, 02002 (2010); https://epjwocepjorg/articles/epjconf/abs/2010/07/epjconf_efnudat2010_02002/epjconf_efnudat2010_02002.html
66. D. Neudecker, P. Talou, T. Kawano, A. C. Kahler, M. C. White, T. N. Taddeucci, R. C. Haight, B. Kiedrow-ski, J. M. O'Donnell, J. A. Gomez, K. J. Kelly, M. Devlin, and M. E. Rising, Nucl. Data Sheets **148**, 293 (2018); <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0090375218300255>
67. K. Shibata, O. Iwamoto, T. Nakagawa, N. Iwamoto, A. Ichihara, S. Kunieda, S. Chiba, K. Furutaka, N. Otuka, T. Ohsawa, T. Murata, H. Matsunobu, A. Zukeran, S. Kamada, and J. Katakura, J. Nucl. Sci. Technol. **48**, 1 (2011); <https://www.tandfonline.com/doi/abs/10.1080/18811248.2011.9711675>
68. A. S. Vorobyev and O. A. Shcherbakov, INDC-NDS-0808, IAEA (Vienna, 2020); <https://www-nds.iaea.org/publications/indc/indc-nds-0808/>
69. A. S. Vorobyev and O. A. Shcherbakov, INDC-NDS-0809, IAEA (Vienna, 2020); <https://www-nds.iaea.org/publications/indc/indc-nds-0809/>
70. D. C. Madland and J. R. Nix, Nucl. Sci. Eng. **81**, 213 (1982); <https://www.tandfonline.com/doi/abs/10.13182/NSE82-5>
71. V. M. Maslov, M. Baba, A. Hasegawa, A. B. Kagalenko, N. V. Kornilov, and N. A. Tetereva, INDC(BLR)-18, IAEA (Vienna, 2003); <https://www-nds.iaea.org/publications/indc/indc-blr-0018/>
72. V. M. Maslov, M. Baba, A. Hasegawa, A. B. Kagalenko, N. V. Kornilov, and N. A. Tetereva, <https://www-nds.iaea.org/minskact>
73. Н. В. Корнилов, Б. В. Журавлев, О. А. Сальников, В. И. Трыкова, в сб.: *Нейтронная физика, 5-я Всесоюзная конференция по нейтронной физике, 15–19 сентября 1980, Киев* (ЦНИИАтоминформ, 1980), т. 2, с. 44; https://www-nds.iaea.org/publications/indc/indc-ccp-0169_vol_ii/
74. Н. В. Корнилов, ВАНТ. Сер. Ядерные константы, вып. 4, 46 (1985);

- <https://www-nds.iaea.org/publications/indc/indc-ccp-0255/>; INDC(ССР)-336, 1985;
<https://www-nds.iaea.org/EXFOR/40631.001>
75. Н. И. Акимов, В. Г. Воробьева, В. Н. Кабенин, Н. П. Колосов, Б. Д. Кузьминов, А. И. Сергачев, Л. Д. Смиреникина, М. З. Тараско, *ЯФ* **13**, 484 (1971);
<https://www-nds.iaea.org/EXFOR/41110.001>
 76. В. М. Сурин, А. И. Сергачев, Н. И. Резчиков, Б. Д. Кузьминов, *ЯФ* **14**, 935 (1971);
<https://www-nds.iaea.org/EXFOR/40112.001>
 77. J. W. Meadows and C. Budtz-Jorgensen, in *Proceedings of the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology, 1982, Antwerpen, Belgium*, p. 740;
<https://www-nds.iaea.org/EXFOR/12798.001>
 78. П. П. Дьяченко, Б. Д. Кузьминов, М. З. Тараско, *ЯФ* **8**, 286 (1968);
<https://www-nds.iaea.org/EXFOR/40235.001>
 79. R. Yanez, J. King, J. S. Barrett, W. Loveland, N. Fotiades, and H. Y. Lee, *Nucl. Phys. A* **970**, 65 (2018);
<https://www-nds.iaea.org/EXFOR/14513.001>
 80. K. Shimada, Ch. Ishizuka, F. A. Ivanyuk, and S. Chiba, *Phys. Rev. C* **104**, 054609 (2022);
<https://journals.aps.org/prc/abstract/10.1103/PhysRevC.104.054609>
 81. V. M. Maslov, in *Book of Abstracts of 27th International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei: Fundamental Interactions & Neutrons, Nuclear Structure, Ultracold Neutrons, Related Topics*;
<http://isinn.jinr.ru/past-isinns/isinn-27/abstracts/Maslov.pdf/>
 82. V. M. Maslov, *Phys. Lett. B* **649**, 376 (2007);
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269307005096>
 83. V. M. Maslov, *Phys. Lett. B* **581**, 56 (2004);
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269303018604>
 84. R. Yanez, L. Yao, J. King, W. Loveland, F. Tovesson, and N. Fotiades, *Phys. Rev. C* **89**, 051604(R) (2014);
<https://journals.aps.org/prc/abstract/10.1103/PhysRevC.89.051604>;
<https://www-nds.iaea.org/EXFOR/14394.001>
 85. C. Zoller, PhD Thesis (Technische Hochschule Darmstadt, 1995); <http://www-win.gsi.de/charms/data.htm>;
<https://www-nds.iaea.org/EXFOR/22799001>
 86. D. L. Duke, F. Tovesson, A. B. Laptev, S. Mosby, F.-J. Hambsch, T. Bryś, and M. Vidali, *Phys. Rev. C* **94**, 054604 (2016);
<https://journals.aps.org/prc/abstract/10.1103/PhysRevC.94.054604>;
<https://www-nds.iaea.org/EXFOR/14463.001>
 87. J. Frehaut, A. Bertin, and R. Bois, in *Proceedings of the International Conference Nuclear Data for Science and Technology, Antwerp, 1982*, p. 78;
<https://www-nds.iaea.org/EXFOR/21785.001>
 88. R. E. Howe, *Nucl. Sci. Eng.* **86**, 157 (1984);
<https://www-nds.iaea.org/EXFOR/12870.001>
 89. J. Frehaut, M. Soleilhas, G. Mosinski, в сб.: *Нейтронная физика, 2-я Всесоюзная конференция по нейтронной физике*, 1973, Киев, т. 3, с. 155;
<https://www-nds.iaea.org/publications/indc/indc-ccp-0099vol.iii/>;
<https://www-nds.iaea.org/EXFOR/21568.001>
 90. R. Gwin, R. R. Spencer, and R. W. Ingle, *Nucl. Sci. Eng.* **94**, 365 (1986);
https://www.ans.org/pubs/journals/nse/a_18347;
<https://www-nds.iaea.org/EXFOR/13101.001>
 91. Yu. A. Khokhlov, I. A. Ivanin, V. I. In'kov, Yu. I. Vinogradov, L. D. Danilin, and B. N. Polynov, in *Proceedings of the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology, Gatlinburg, TN (1994)*, Vol. 1, 272 (1994);
https://inis.iaea.org/search/search.aspx?orig_q=RN:26045946;
<https://www-nds.iaea.org/EXFOR/41378.001>
 92. В. Б. Ануфриенко, Б. В. Девкин, Ю. С. Кулабухов, С. Э. Сухих, М. З. Тараско, Л. А. Тимохин, в сб.: *Нейтронная физика, 4-я Всесоюзная конференция по нейтронной физике*, 1977, Киев, т. 3, с. 210;
<https://www-nds.iaea.org/publications/indc/indc-ccp-0118-1/>;
<https://www-nds.iaea.org/EXFOR/40590.001>
 93. J. Voignier, R. G. Clayeux, and F. Bertrand, *CEA-R-3936*, 1970;
<https://www-nds.iaea.org/EXFOR/20578.001>
 94. В. М. Маслов, Ю. В. Породинский, М. Баба, А. Хасегава, *Изв. РАН. Сер. физ.* **67**, 1597 (2003).
 95. V. M. Maslov, M. Baba, A. Hasegawa, A. B. Kagalenko, N. V. Kornilov, and N. A. Tetereva, INDC(BLR)-14, IAEA (Vienna, 2003),
<https://www-nds.iaea.org/publications/indc/indc-blr-0014/>
 96. V. M. Maslov, in *Book of Abstracts of LXXII International Conference "Nucleus-2022: Fundamental Problems and Applications", 11–16 July 2022, Moscow, Russia*, p.168;
<https://events.sinp.msu.ru/event/8/attachments/181/875nucleus-2022-book-of-abstracts-www.pdf>
 97. K. J. Kelly, J. A. Gomez, M. Devlin, J. M. O'Donnell, D. Neudecker, A. E. Lovell, R. C. Haight, C. Y. Wu, R. Henderson, T. Kawano, E. A. Bennett, S. M. Mosby, J. L. Ullmann, N. Fotiades, J. Henderson, T. N. Taddeucci, *et al*, *Nuclear Data Week(s) 2022*

- (CSEWG-USNDP-NDAG);
<https://indico.bnl.gov/event/15497/contributions/69818/>
98. В. М. Маслов, Письма в ЭЧАЯ (2023) (в печати).
99. Г. Н. Ловчикова, А. М. Труфанов, М. И. Свирин, В. А. Виноградов, А. В. Поляков, ЯФ **67**, 1270 (2004);
<https://link.springer.com/article/10.1134/1.1777281>;
<https://www-nds.iaea.org/EXFOR/41447.003>
100. D. Neudecker, K. J. Kelly, and P. Marini, LA-UR-22-23754 (2022);
<https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-03823245/document>
101. D. Neudecker, A. Lovell, K. Kelly, P. Marini, L. Snyder, M. White, P. Talou, M. Devlin, J. Taieb, and M. Chadwick,
<https://doi.org/10.3389/iphy.2022.1056324>

PROMPT FISSION NEUTRON SPECTRA OF $^{235}\text{U}(n, F)$ AND $^{239}\text{Pu}(n, F)$

V. M. Maslov

The influence of exclusive pre-fission neutron spectra $(n, xnf)^{1,\dots,x}$ on the observed prompt fission neutron spectra (PFNS), total kinetic energy TKE of fission fragments (products), average prompt fission neutron number is revealed. Exclusive pre-fission neutron spectra $(n, xnf)^{1,\dots,x}$ are calculated along with fission cross section (neutron emission) of $^{235}\text{U}(n, F)$ ($^{235}\text{U}(n, xn)$) and $^{239}\text{Pu}(n, F)$ ($^{239}\text{Pu}(n, xn)$) up to 20 MeV. The measured data base was used to investigate intricate dependence of the observed PFNS on the fission probability of the composite nuclides ^{236}U and ^{240}Pu . The correlation of the PFNS shape with (n, xnf) partial contributions to the observed fission cross section and $(n, n\gamma)$ and (n, xn) reaction competition are investigated. Exclusive pre-fission neutron spectra $(n, xnf)^{1,\dots,x}$ as well as exclusive neutron spectra of $(n, n\gamma)$ and $(n, xn)^{1,\dots,x}$, were calculated within Hauser–Feshbach formalism. Angular anisotropy of exclusive (n, xnf) pre-fission neutron spectra exerts strong influence on observed PFNS and its average energies. The calculated ratio of average energies of PFNS for forward and backward emission of pre-fission neutrons is compatible with measured data when relevant anisotropic emissive neutron spectra are reproduced. The observed PFNS are partitioned into (n, f) and (n, xnf) contributions. The initial parameter values were fixed by fits of PFNS for thermal neutron-induced fission. The possibilities of predictions of PFNS and $\langle E \rangle$ of $^{238}\text{U}(n, F)$ and $^{240}\text{Pu}(n, F)$ are envisaged.

ДЕТЕКТОР НАСТРОЙКИ СВЕДЕНИЯ ПУЧКОВ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ СВЕТИМОСТИ В ТОЧКЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НА MPD NICA

© 2023 г. С. П. Авдеев^{1),2)}, С. Г. Бузин¹⁾, М. Г. Буряков¹⁾,
В. М. Головатюк¹⁾, А. И. Малахов^{1),2)}, Г. Д. Мильников^{1),2)},
А. Б. Курепин³⁾, А. Г. Литвиненко^{1),2)*}, Е. И. Литвиненко¹⁾

Поступила в редакцию 09.03.2023 г.; после доработки 06.04.2023 г.; принята к публикации 10.04.2023 г.

Обсуждается детектор для настройки сведения пучков в точке взаимодействия установки MPD (Multi-Purpose Detector) на коллайдере NICA (Nuclotron-based Ion Collider fAcility). Проведено моделирование работы детектора для Au + Au-столкновений при $\sqrt{s_{NN}} = 11$ ГэВ. Рассчитана эффективность регистрации Minimum Bias событий. Показано, что фоновые события от рассеяния на остаточном газе дают пренебрежимо малый вклад в отсчеты детектора. Обсуждается использование детектора для настройки сведения пучков. Рассмотрена процедура калибровки для получения с помощью данного детектора абсолютной светимости в зоне взаимодействия MPD.

DOI: 10.31857/S0044002723050057, EDN: IDHONG

1. ВВЕДЕНИЕ

Начнем с соглашения, общепринятого в русскоязычном изложении, согласно которому сгустки частиц в пучках коллайдера называются банчами (от английского bunch — сгусток). Для формирования необходимого для режима столкновений продольного размера сгустков происходит перехват пучка ВЧ-системой коллайдера со сменой кратности. При этом часть частиц, сгруппированных на 22-ой кратности сгустков, переходит во вновь образовавшиеся сепаратрисы на 66-ой кратности. Это приводит к появлению так называемых сателлитных сгустков. Сгустки частиц, по два сгустка между основными банчами, с интенсивностью на порядок меньше интенсивности основных банчей будем называть сателлитами.

Остановимся на мотивации, определяющей выбор схемы измерений. Детектор предлагается использовать для оптимизации сведения пучков и контроля светимости в точке взаимодействия MPD на коллайдере NICA [1, 2]. Он ориентирован на столкновения пучков тяжелых ионов. Все оценки и моделирование проведены для Au + Au-столкновений при $\sqrt{s_{NN}} = 11$ ГэВ. Будем называть его “детектор светимости”. Детектор будет регистрировать среднее число рассеяний тяжелых

ионов (без специального отбора “minimum bias” событий) в зоне взаимодействия MPD. Среднее число взаимодействий в единицу времени (R) для реакции с известным сечением σ определяется абсолютной светимостью ($\mathcal{L}$) [3]:

$$R = \mathcal{L}\sigma. \quad (1)$$

Средняя скорость отсчетов детектора (R_D) отличается от вычисленной по (1) из-за ряда факторов. Например:

- из-за конечной эффективности детектора $\varepsilon_D < 1$ (которая точно не известна);
- из-за эффекта наложения (pile-up) событий.

Существует еще ряд факторов, которые влияют на связь скорости счета детектора и сечения регистрируемой реакции, при разных режимах работы коллайдера. Запишем скорость отсчета в виде

$$R_D = \tilde{\mathcal{L}}\sigma. \quad (2)$$

Коэффициент $\tilde{\mathcal{L}}$ не совпадает со светимостью как из-за несовершенства детектора (эффективность, мертвое время и т.п.), так и из-за условий измерения. Связь коэффициента пропорциональности для скорости счета детектора с абсолютной светимостью запишем в виде

$$\tilde{\mathcal{L}} = K \cdot \mathcal{L}. \quad (3)$$

¹⁾Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

²⁾Государственный университет “Дубна”, Дубна, Россия.

³⁾Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва, Россия.

*E-mail: alitvin@jinr.ru

Таблица 1. Временные параметры пучков NICA

Энергия	Скорость пучковой частицы	Частота обращения	Время между банчами	Время пересечения банчей, $2\sigma_z = 1.2$ м	Время между спутниками
$\sqrt{S_{NN}} = 4$ ГэВ	$\beta_b = 0.883$	$f_r = 0.526$ МГц	$t_{bb} = 86.4$ нс	$t_b \approx 4.53$ нс	$t_{ss} = 28.8$ нс
$\sqrt{S_{NN}} = 11$ ГэВ	$\beta_b = 0.985$	$f_r = 0.587$ МГц	$t_{bb} = 77.4$ нс	$t_b \approx 4.06$ нс	$t_{ss} = 25.8$ нс

Если коэффициент K не зависит от условий измерения, то $\tilde{\mathcal{L}}$ называют относительной светимостью. Знания относительной светимости иногда бывает достаточно для вычисления ряда физических величин по измеренным данным, а также для настройки и контроля сведения пучков. Знания относительной светимости достаточно для вычисления ряда характеристик ядро-ядерных столкновений, таких как коллективные потоки, размеры области испускания, отношения выходов частиц и т.п. Применение “детектора светимости” для настройки сведения пучков обсуждается ниже, после описания его устройства и условий проведения измерения.

2. ВРЕМЕННАЯ СТРУКТУРА СОБЫТИЙ В СТОЛКНОВЕНИЯХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ НА NICA

Знание временной структуры столкновений необходимо для выбора схемы детектора и алгоритма обработки. При обсуждении такой структуры для столкновения тяжелых ионов стартуем с базовых параметров NICA [1, 2]:

1. длины кольца $L = 503.4$ м;
2. число банчей $N_b = 22$;
3. число спутников $N_s = 44$;
4. интервал энергий от $\sqrt{S_{NN}} = 4$ ГэВ до $\sqrt{S_{NN}} = 11$ ГэВ;
5. число частиц в банче при $\sqrt{S_{NN}} = 11$ ГэВ $N_L = N_R = 2.8 \times 10^9$;
6. корень из дисперсии банча (R.M.S.) в продольном направлении $\sigma_{b,z} = 60$ см;
7. эффективная поперечная площадь в точке фокусировки $S_{\text{eff}}(0) = 4\pi\sigma_x\sigma_y = 0.113$ см²;
8. стандартные отклонения распределения частиц в поперечной плоскости в точке фокусировки $\sigma_x = 0.11$ см, $\sigma_y = 0.082$ см, бета-функция в точке сведения пучков (точке фокусировки) $\beta_{\text{IP}} = 60$ см;

9. максимальная светимость для Au + Au-столкновений $L = 10^{27}$ см⁻² с⁻¹ при $\sqrt{S_{NN}} = 11$ ГэВ.

Это определяет существенные для работы “детектора светимости” временные параметры, приведенные в табл. 1.

Найдем вероятность наложения событий в детекторе при столкновении ядер золота с ядрами золота. Стартуем с числа рассеяний при однократном пересечении двух банчей. Пусть при полной (с учетом всех банчей) светимости ($\mathcal{L}$) и числе банчей N_b имеем N_{tr} взаимодействий в секунду. Тогда на одну пару банчей в среднем приходится $\bar{N}_{\text{tr},k-k}$:

$$\bar{N}_{\text{tr},k-k} = N_{\text{tr}}/N_b. \quad (4)$$

Для $\mathcal{L} = 10^{27}$ см⁻² с⁻¹ и $\sigma(\text{Au} + \text{Au}) = 6$ нбн имеем $N_{\text{tr}} = 6000$ с⁻¹, а $\bar{N}_{\text{tr},i-i} = 273$ с⁻¹. Среднее число взаимодействий при однократном пересечении пары банчей равно:

$$\begin{cases} \sqrt{S_{NN}} = 4 \text{ ГэВ} \rightarrow \bar{N}_{\text{tr},k-k}/f_r \rightarrow \\ \rightarrow w_1 \approx 5.2 \times 10^{-4}, \\ \sqrt{S_{NN}} = 11 \text{ ГэВ} \rightarrow \bar{N}_{\text{tr},k-k}/f_r \rightarrow \\ \rightarrow w_1 \approx 4.7 \times 10^{-4}. \end{cases} \quad (5)$$

Вероятность двух взаимодействий при однократном пересечении пары банчей равна:

$$w_2 = (w_1^2/2) \exp(-w_1) \approx (1.6 - 1.1) \times 10^{-7}. \quad (6)$$

Отсюда относительная вероятность наложения двух событий из одного банча:

$$w_2/w_1 \leq 3 \times 10^{-4}. \quad (7)$$

В дальнейшем эффект от наложений событий при столкновении пары банчей с одинаковыми номерами не учитывается. Эффект от наложений событий из столкновения банчей с соседними номерами полностью подавляется, если время решения триггера меньше времени между приходами соседних банчей $t_{\text{tr}} < (t_{bb} - t_b) \leq 73$ нс. В любом случае, даже если время решения триггера увеличить вдвое, $t_{\text{tr}} \approx 150$ нс, относительный вклад наложения событий из соседних банчей не превышает $\approx 1.5 \times 10^{-3}$ (меньше 0.2%). На данный момент не ясно, для решения какой задачи требуется

такая высокая точность определения светимости, как не ясно, будут ли детекторные подсистемы MPD функционировать с такой высокой степенью стабильности.

Еще одним источником наложения отсчетов могли бы служить сателлитные банчи, которых по два между каждыми соседними банчами. Однако число пучковых частиц в каждом сателлитном банче на порядок меньше, чем в основном. И число столкновений в секунду $N_{tr,ss}$ при взаимодействии двух сателлитных банчей на два порядка меньше $\bar{N}_{tr,ss} \approx 2.73$, чем для взаимодействия основных банчей. Среднее число взаимодействия при однократном пересечении пары сателлитных банчей равно (ср. с (5)):

$$\begin{cases} \sqrt{S_{NN}} = 4 \text{ ГэВ} \rightarrow \bar{N}_{tr,ss}/f_r \rightarrow \\ \rightarrow w_{1,ss} \approx 5.2 \times 10^{-6}, \\ \sqrt{S_{NN}} = 11 \text{ ГэВ} \rightarrow \bar{N}_{tr,ss}/f_r \rightarrow \\ \rightarrow w_{1,ss} \approx 4.7 \times 10^{-6}. \end{cases} \quad (8)$$

Это приводит к тому, что эффект наложения от взаимодействия в сателлитных банчах не превышает сотых долей процента:

$$w_{2,ss}/w_1 \leq 6 \times 10^{-6}. \quad (9)$$

Из-за малой величины эффекты наложения событий от пересечения сателлитных банчей в дальнейшем не рассматриваются.

3. СХЕМА ДЕТЕКТОРА

Из-за малой вероятности наложения событий достаточно регистрировать число столкновений с конечной ($\geq 50\%$) эффективностью. Нет необходимости предусматривать отбор по прицельному параметру. Такие мягкие требования упрощают схему детектора и алгоритм обработки. Детектор будет регистрировать “minimum bias” события. Геометрия детектора опирается на особенность распределения частиц в столкновении тяжелых (Au + Au) ионов. В распределении частиц при столкновениях Au + Au в системе отсчета коллайдера выделяются три области [4]:

1. Центральная область. В этой области частицы испускаются под углами $\theta \approx 90^\circ$, имеют сложный состав и широкое распределение по импульсам.
2. Две области фрагментации пучков. В каждой из таких областей частицы регистрируются в конусе $\theta \leq 4^\circ$ ($\sqrt{S_{NN}} = 4\text{--}11$ ГэВ) вдоль соответствующего пучка. В основном это спектаторы-протоны, спектаторы-нейтроны

и спектаторы-ядерные фрагменты с энергиями на нуклон (E_s), близкими к энергиям на нуклон в сталкивающихся ядрах ($E_s \cong E_b = 5.5$ ГэВ) [5, 6].

Детектор состоит из двух плеч, каждое из которых регистрирует заряженные спектаторы в области фрагментации ядер из соответствующего кольца коллайдера, как показано на рис. 1.

Каждое плечо состоит из четырех сцинтилляционных плоскостей, ориентированных перпендикулярно оси столкновения, см. рис. 2. Чувствительными элементами детектора являются полосы органического сцинтиллятора из полистирола (PS) с добавлением 1.5% *p*-терфенила и 0.05% РОРОР [7].

Устройство и размеры годоскопов показаны на рис. 3.

4. МОДЕЛИРОВАНИЕ. ЭФФЕКТИВНОСТЬ

При моделировании использовались 3000 Au + Au-столкновений, рожденных генератором DCM-SMM [5] без отбора по прицельному параметру (Minimum Bias (MB) events). Выбор генератора рождения был продиктован тем, что этот генератор, помимо нуклонов спектаторов, описывает и рождение ядерных фрагментов спектаторов, доля которых может достигать существенной величины в периферических столкновениях [6, 8].

Термин спектатор (spectator — наблюдатель) используется для обозначения нуклонов, не попавших в область геометрического пересечения ядер (не участвовавших в сильном взаимодействии), или для ядерных фрагментов, состоящих из таких нуклонов спектаторов. Импульс спектаторов (нуклонов или ядерных фрагментов) на нуклон отличается меньше чем на 10% ($\Delta p_s(\text{ГэВ/нуклон}) \leq p_b(\text{ГэВ/нуклон}) \times 0.1$) от импульса на нуклон p_b в сталкивающихся ядрах. Полярный угол, в котором регистрируются спектаторы, определяется геометрией детектора и лежит в интервале $1.3^\circ \leq \theta_s \leq 2.9^\circ$. Из-за наличия ионпровода не регистрируются спектаторы с малыми полярными углами. Угловое распределение ядерных фрагментов становится более узким с ростом атомной массы фрагмента. Из результатов работы [9] следует, что для ядер фрагментов с атомной массой F стандартное отклонение $\sigma_{F,\theta}$ в распределении по полярному углу θ связано со стандартным отклонением для протонов $\sigma_{1,\theta}$ соотношением $\sigma_{F,\theta} \approx \sigma_{1,\theta}/\sqrt{F}$. Из эксперимента $\sigma_{1,\theta} \approx 1.8^\circ$; $\sqrt{S_{NN}} = 11$ ГэВ. Для α -частицы это дает $\sigma_{F,\theta} \approx 0.9^\circ$. Поэтому в детектор светимости не попадает подавляющая часть рожденных ядер гелия. Это означает, что детектором

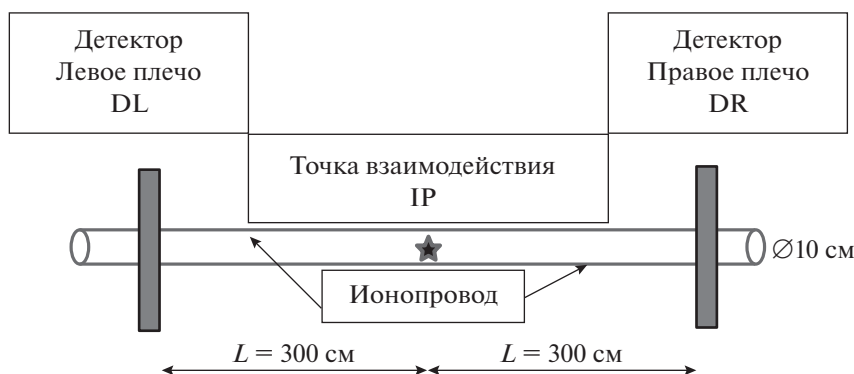


Рис. 1. Внешний вид расположения плеч детектора. Вид в горизонтальной плоскости. Звездочкой показана точка пересечения банчей в максимуме интенсивности. Левое плечо регистрирует фрагменты пучка, налетающего справа, а правое — налетающего слева.

регистрируется малая доля от фрагментов с $F \geq 4$. Для транспортировки пучка использовался пакет Geant4 [10], который позволяет моделировать прохождение через установку ядерных фрагментов. Из-за узкого углового распределения для 3000 МВ событий Au + Au-столкновений в детекторе не было зарегистрировано ни одного ядра с атомной массой больше массы ядра ^3He .

Для дальнейшего понимания остановимся на типе и характеристике заряженных частиц, попадающих в детектор.

Моделирование проведено для Au + Au-столкновений при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 11$ ГэВ. Считалось, что заряженная частица зарегистрирована в соответствующем плече детектора, если, по

крайней мере, одна частица потеряла в сцинтилляционной полосе энергию больше чем 1 МэВ ($\Delta E \geq 1$ МэВ). На рис. 4 показан суммарный спектр по потерянной энергии в четырех ближайших к ионопроводу сцинтилляционных полосах одного плеча.

Из рисунка видно, что из-за крутого переднего фронта выбор порога по потерянной энергии (по амплитуде сигнала с SiPM) слабо влияет на число спектров, регистрируемых в детекторе. Максимум потерь энергии $\Delta E \approx 2$ МэВ близок к тому, что предсказывается формулой Бете–Блоха для минимально ионизирующих частиц $E_{p,s} \approx 5.5$ ГэВ в сцинтилляторе толщиной по пучку 1 см. Для понимания сложного характера спектра по потерянной энергии необходимо учесть ненулевую множественность спектров в одной полосе.

Распределение по суммарной множественности спектров в четырех ближайших к ионопроводу сцинтилляционных полосах одного плеча показано на рис. 5.

Из рисунка следует, что средняя множественность спектров, попадающих в одну полосу, равна:

$$\langle n_1 \rangle = \frac{\langle N_{\text{част}} \rangle}{4} = \frac{2.7}{4} = 0.67 \pm 0.01. \quad (10)$$

Второй (по величине потерянной энергии) пик на рис. 4 отвечает одновременному попаданию в полосу двух протонов. Это подтверждается не только вдвое большей величиной потерянной энергии, но и близостью отношения числа частиц в первом (N_1) и втором (N_2) пиках к отношению вероятности регистрации одного и двух протонов:

$$\frac{N_2}{N_1} \approx 0.27; \quad \frac{P_2}{P_1} = \frac{\langle n_1 \rangle}{2} \approx 0.33. \quad (11)$$

Множественность спектров, попадающих в полосу, убывает по мере удаления от оси столкновения. Так, для восьмой (самой дальней) полосы

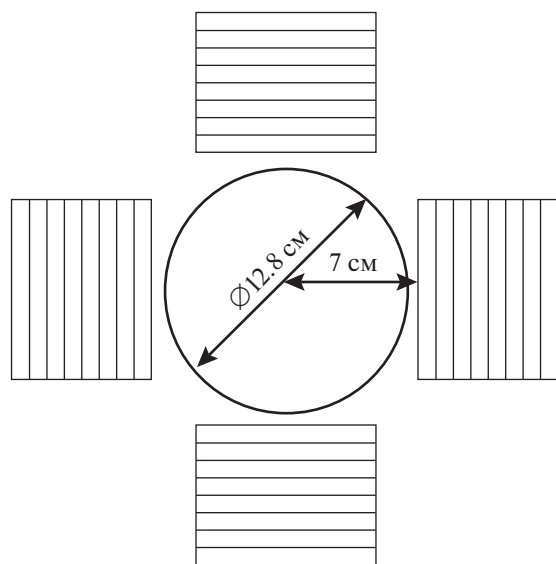


Рис. 2. Фронтальный вид одного из плеч детектора светимости. Окружность внутри детектора соответствует ионопроводу. Расстояние от оси столкновений до ближайшей полосы 7 см.

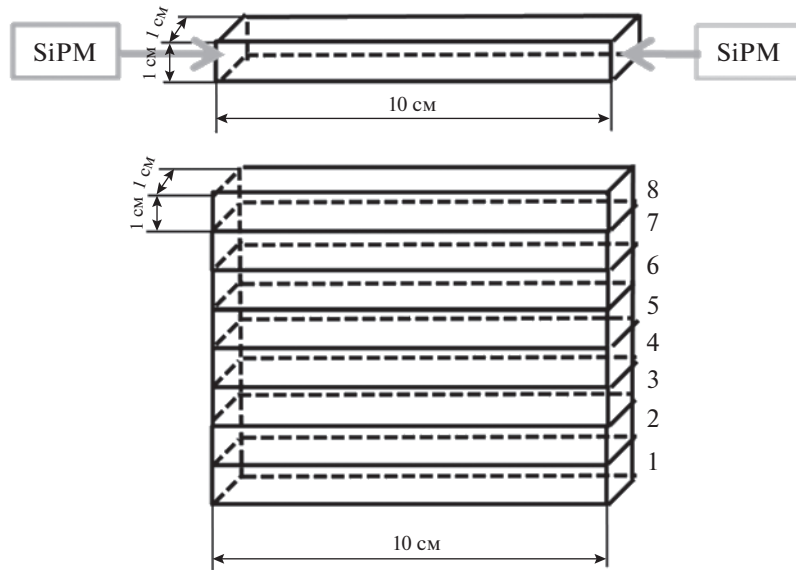


Рис. 3. Вид одной из плоскостей (сцинтилляционного годоскопа). Плоскость состоит из полос пластического сцинтиллятора ($10 \times 1 \times 1 \text{ см}^3$). Сигнал снимается с двух торцов кремниевыми ФЭУ (SiPM), как это показано на отдельной полосе.

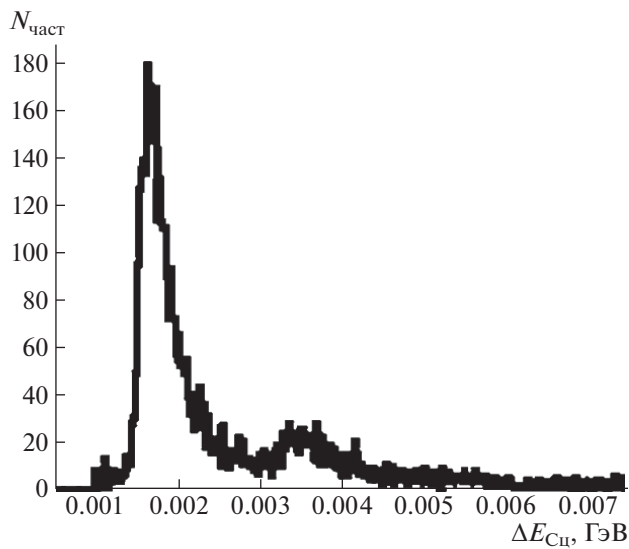


Рис. 4. Суммарное распределение по энергии, потерянной спектрометрами в четырех ближайших к ионопроводу полосах сцинтиллятора одного плеча. По вертикальной оси число частиц ($N_{\text{част}}$), потерявших в одной из четырех полос сцинтиллятора энергию $\Delta E_{\text{Сц}}$.

множественность равна:

$$\langle n_8 \rangle = \frac{1.2}{4} \approx 0.300 \pm 0.005. \quad (12)$$

Точка взаимодействия вдоль оси столкновения разыгрывалась в соответствии с нормальным распределением, имеющим стандартное отклонение $\sigma_{z,V} = 42.4 \text{ см}$. В [3] показано, что такое распределение вершин взаимодействия отвечает столкновениям с проектными параметрами NICA без учета

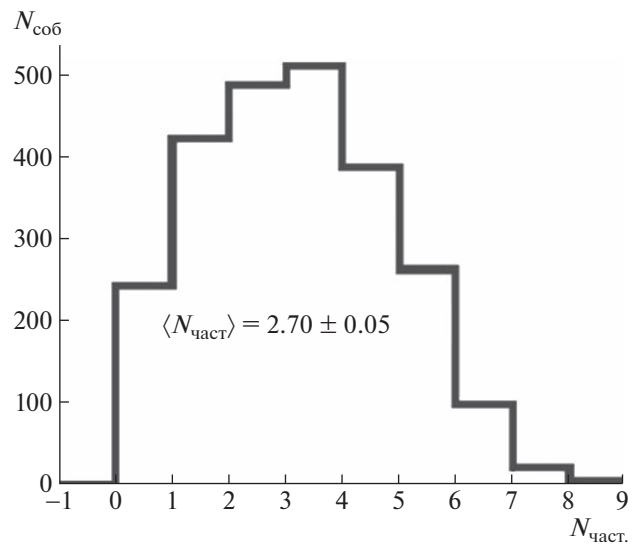


Рис. 5. Распределение событий ($N_{\text{соб}}$) по суммарному числу частиц ($N_{\text{част}}$), попавших в четыре ближние к ионопроводу сцинтилляционные полосы одного плеча.

фокусировки. Из-за малого поперечного размера банчей распределение вершин в поперечном направлении не разыгрывалось. Все вершины выби-
рались на оси столкновения.

Для того чтобы зарегистрировать факт рассеяния, требовалась регистрация не меньше одного спектрометра в каждом из плеч детектора. Для вычисления совпадений вводились времена пролета для каждого из плеч детектора $T_{L/R}$. Поскольку в одном плече регистрируется, как правило, несколько спектрометров, то в качестве времени пролета

для данного плеча выбиралось самое маленькое из времен пролета спектаторов, зарегистрированных в данном плече. При моделировании факт рассеяния отмечался, если в каждом плече было зарегистрировано по крайней мере по одному заряженному спектатору, а разность времен пролета между левым и правым плечом не превышала 10 нс:

$$|T_L - T_R| \leq 10 \text{ нс}. \quad (13)$$

В итоге из разыгранных 3000 Au + Au-столкновений было зарегистрировано 2302 события, что отвечает эффективности $\varepsilon \approx 77\%$.

5. ПРОЦЕДУРА НАСТРОЙКИ СВЕДЕНИЯ ПУЧКОВ

При настройке сведения пучков необходимо решить следующие задачи:

1. В поперечной плоскости оптимизировать:

- поперечные размеры банчей;
- положение в поперечной плоскости сталкивающихся банчей (оптимизировать попадание банчей друг в друга).

2. Вдоль оси столкновений:

- оптимизировать положение вершины вдоль оси столкновений так, чтобы максимум столкновений находился в центре детектора.

Перед обсуждением использования детектора для настройки сведения пучков введем обозначения:

- $N_{L/R;k}$ — число частиц (интенсивность) в k -ом банче, летящем слева/справа (L/R) согласно обозначениям на рис. 1.
- $\mathcal{L}_k$ — светимость при пересечении k -ых (левого и правого) банчей.

Светимость определяет среднюю скорость счета и равна [3]:

$$\mathcal{L}_k = (N_{L,k} N_{R,k} f_r) / (S_{\text{eff},k}), \quad (14)$$

где $S_{\text{eff},k}$ обозначает эффективную площадь пересечения банчей в точке взаимодействия в соответствии с пространственным распределением частиц в левом и правом банчах. Полная светимость учитывает число пар банчей и равна сумме светимости от каждого из банчей:

$$\mathcal{L} = \sum_{k=1}^{N_b} \mathcal{L}_k = \sum_{k=1}^{N_b} (N_{L,k} N_{R,k} f_r) / (S_{\text{eff},k}). \quad (15)$$

Выше отмечалось, что светимость связывает среднюю скорость счета и сечение реакции (1). Для детектора вводятся время набора (T) и число зарегистрированных триггеров, отвечающих столкновению k -ых банчей $N_{\text{tr},k}(T)$:

$$N_{\text{tr},k}(T) = \mathcal{L}_k(\varepsilon\sigma)T. \quad (16)$$

Из этого выражения определяется средняя (за время набора T) светимость для столкновения k -ых банчей:

$$\langle \mathcal{L}_k \rangle = \frac{N_{\text{tr},k}(T)}{(\varepsilon\sigma)T} = \frac{R_k(T)}{(\varepsilon\sigma)}. \quad (17)$$

При таком подходе необходимо знать сечение и эффективность регистрации с приемлемой ($\sim 1\%$) точностью. Как правило, для адронных коллайдеров сечение и эффективность детектора с такой точностью не известны. Поэтому формула (17) дает информацию об относительной светимости (3).

Существует способ, позволяющий определить значения произведения эффективности на сечение ($\varepsilon\sigma$) из экспериментальных данных [3]. Платой за получение такой информации является время (работа коллайдера и перестройка элементов сведения), потраченное на проведение измерений по программе скана ван дер Меера [11].

Остановимся на схеме проведения измерений с использованием скана ван дер Меера. Для этого детализируем вычисление площади пересечения, опираясь на распределения (плотности вероятностей) частиц в банчах. Индекс номера сталкивающихся банчей указывать не будем, имея в виду, что при необходимости не составляет труда восстановить его в окончательных формулах.

Плотности распределения вероятности частиц в поперечной плоскости (оси X и Y) не предполагаем одинаковыми в левом и правом банчах. В общем виде (с учетом фокусировки) распределение частиц в поперечной плоскости равно:

$$p_{\perp,L/R}(x, y; z_V) \geq 0; \quad (18)$$

$$\iint p_{\perp,L/R}(x, y; z_V) dx dy = 1,$$

равенство интеграла единице (второе условие в (17)) означает условие нормировки для любого положения точки взаимодействия z_V . Для описания распределения частиц в банче по продольной оси (Z) при фиксированном времени введем соответствующую плотность вероятности:

$$p_{\parallel,L/R}(z) \geq 0; \quad \int_{-\infty}^{\infty} p_{\parallel,L/R}(z) dz = 1. \quad (19)$$

С такими обозначениями светимость для столкновения k -ых банчей равна:

$$\mathcal{L}_k = 2N_{L,k}N_{R,k}f_r \iint dxdy \times \quad (20)$$

$$\times \iint dz_V d\xi p_{\perp,L}(x, y; z_V) p_{\perp,R}(x, y; z_V) \times$$

$$\times p_{||,L}(z_V - \xi) p_{||,R}(z_V + \xi).$$

Сравнивая (20) и (14), для эффективной площади пересечения получаем

$$\frac{1}{S_{\text{eff}}} = 2 \iint dxdy \times \quad (21)$$

$$\times \iint dz_V d\xi p_{\perp,L}(x, y; z_V) p_{\perp,R}(x, y; z_V) \times$$

$$\times p_{||,L}(z_V - \xi) p_{||,R}(z_V + \xi),$$

где z_V обозначает вершину взаимодействия, а ξ отвечает расстоянию “центра” банча от начала координат по Z (от точки взаимодействия IP).

Таким образом, мы пришли к выводу, что светимость коллайдера можно определить следующими двумя способами:

1. Светимость вычисляется из экспериментальных данных по числу триггеров, зарегистрированных детектором с известной эффективностью (ε) для выделенного канала реакции с известным сечением (σ), как это предполагается в (17). Такие подходы используются в электрон-позитронных или электрон-электронных коллайдерах.
2. Светимость можно вычислить, если иметь информацию о пространственном распределении частиц в банчах (18) и (19), используя теоретическое выражение для светимости (20). Открытым остается вопрос о точности, с которой необходимо знать распределения частиц в банчах, чтобы экстраполировать плотности вероятности в окрестности точки взаимодействия. Окончательный ответ об измерении светимости должна дать экспериментальная проверка.

Последовательный подход, позволяющий вычислять абсолютную светимость, опирается на вычисление скорости счета детектора (17), а произведение эффективности регистрации на сечение ($\varepsilon\sigma$) определяется из данных по измерениям в рамках программы скана ван дер Меера [11].

Остановимся на этом вопросе подробнее. Выражение (20) для светимости написано для случая, когда максимумы левого и правого банчей совпадают. Как отмечалось, одной из задач настройки сведения пучков в поперечной плоскости является

оптимизация “попадания банчей друг в друга”. Для предметного обсуждения обобщим понятие светимости (20), считая, что положения максимумов двух сталкивающихся банчей в горизонтальной плоскости не совпадают. Для оси X ситуация показана на рис. 6.

$$\mathcal{L}(\delta X, \delta Y) = 2N_L N_R f_r \iint dxdy \times \quad (22)$$

$$\times \iint dz_V d\xi p_{\perp,L}(x + \delta X/2, y + \delta Y/2; z_V) \times$$

$$\times p_{\perp,R}(x - \delta X/2, y - \delta Y/2; z_V) \times$$

$$\times p_{||,L}(z_V - \xi) p_{||,R}(z_V + \xi),$$

$$\frac{1}{S_{\text{eff}}(\delta X, \delta Y)} = 2 \iint dz_V d\xi \times \quad (23)$$

$$\times \left(\iint dxdy p_{\perp,L}(x + \delta X/2, y + \delta Y/2; z_V) \times \right.$$

$$\times p_{\perp,R}(x - \delta X/2, y - \delta Y/2; z_V) \left. \right) \times$$

$$\times p_{||,L}(z_V - \xi) p_{||,R}(z_V + \xi).$$

Ключевую роль в определении произведения сечения на эффективность ($\varepsilon\sigma$) играет интегральное свойство эффективной области пересечения пучков, на котором остановимся подробнее. Для этого запишем интеграл от обратной эффективной площади области пересечения пучков, опираясь на распределения частиц в банчах:

$$\iint d(\delta X) d(\delta Y) \frac{1}{S_{\text{eff}}(\delta X, \delta Y)} = \quad (24)$$

$$= 2 \iint dz_V d\xi (p_{||,L}(z_V - \xi) p_{||,R}(z_V + \xi)) \times$$

$$\times \left(\iint \iint dxdyd(\delta X) d(\delta Y) \times \right.$$

$$\times p_{\perp,L}(x + \delta X/2, y + \delta Y/2; z_V) \times$$

$$\times p_{\perp,R}(x - \delta X/2, y - \delta Y/2; z_V) \left. \right),$$

после замены переменных:

$$\begin{cases} x_1 = x + \delta X/2, \\ x_2 = x - \delta X/2; \end{cases} \quad \left| \frac{\partial(x, \delta X)}{\partial(x_1, x_2)} \right| = 1, \quad (25)$$

$$\begin{cases} y_1 = y + \delta Y/2, \\ y_2 = y - \delta Y/2; \end{cases} \quad \left| \frac{\partial(y, \delta Y)}{\partial(y_1, y_2)} \right| = 1, \quad (26)$$

$$\begin{cases} z_1 = z_V + \xi, \\ z_2 = z_V - \xi; \end{cases} \quad \left| \frac{\partial(z_V, \xi)}{\partial(z_1, z_2)} \right| = \frac{1}{2}, \quad (27)$$

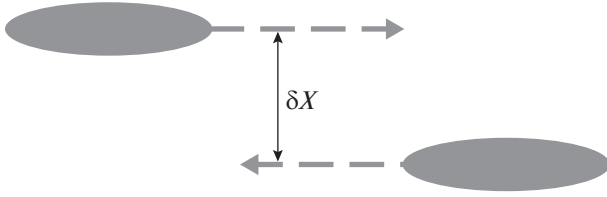


Рис. 6. Взаимное расположение сталкивающихся банчей левого и правого плеч, когда максимумы разделены по оси расстоянием δX .

это приводит к следующему (обобщенному) условию нормировки, связанному с сохранением числа частиц в банчах:

$$\begin{aligned} & \iint d(\delta X) d(\delta Y) \frac{1}{S_{\text{eff}}(\delta X, \delta Y)} = \quad (28) \\ & = \left(\int dz_1 p_{||,L}(z_1) \right) \left(\int dz_2 p_{||,R}(z_2) \right) \times \\ & \times \left(\iint dx_1 dy_1 p_{\perp,L}(x_1, y_1; z_V) \right) \times \\ & \times \left(\iint dx_2 dy_2 p_{\perp,R}(x_1, y_1; z_V) \right) = \\ & = (1) \times (1) \times (1) \times (1) = 1. \end{aligned}$$

Это условие можно использовать, если для выделенной пары встречных банчей провести измерения числа триггеров при различных относительных смещениях левых и правых банчей в поперечной плоскости. В результате реализации такой программы измерений, называемой сканом ван дер Меера (иногда — сканом Вернье), получим следующий набор данных:

1. $\{\delta X_{k;i,j}, \delta Y_{k;i,j}\}$ — относительные смещения по осям X и Y банчей с номером k во встречных пучках. Смещения нумеруются двойным индексом $\{i, j\}$, чтобы оставить возможность сканировать положения пучков не только по горизонтальной (X) или по вертикальной (Y) оси, но и при одновременном изменении (от точки к точке) относительного положения вдоль некоторого направления в плоскости $\{X, Y\}$;
2. $\{T_{k;i,j}\}$ — время набора данных для соответствующих смещений;
3. $\{N_{\text{tr};k;i,j}\}$ — число зарегистрированных триггеров для соответствующих смещений;
4. $\{N_{L,k;i,j}, N_{R,k;i,j}\}$ — интенсивности сталкивающихся банчей в левом и правом кольцах коллайдера.

По этим данным вычисляются скорости счета:

$$R(T_{k;i,j}) = N_{\text{tr};k;i,j} / T_{k;i,j}. \quad (29)$$

И нормированная скорость счета:

$$\begin{aligned} r_k(\delta X_{k;i,j}, \delta Y_{k;i,j}) &= \quad (30) \\ &= R(T_{k;i,j}) / (N_{L,k;i,j} N_{R,k;i,j} f_r). \end{aligned}$$

Отсюда видно, что так определенная “нормированная скорость счета” равна скорости счета при однократном (без учета числа оборотов) столкновении банчей, содержащих по одной частице.

Учет связи числа триггеров с сечением σ и эффективностью регистрации ε за время набора $T_{k;i,j}$ со светимостью (16) приводит к следующей связи “нормированной скорости счета” с эффективной площадью пересечения:

$$\begin{aligned} r_k(\delta X_{k;i,j}, \delta Y_{k;i,j}) &= \quad (31) \\ &= (\varepsilon \sigma) / (S_{\text{eff}}(\delta X_{k;i,j}, \delta Y_{k;i,j})). \end{aligned}$$

Для каждой пары банчей с номером k находим теоретическую зависимость $r_k(\delta X, \delta Y; \{\beta_{k;l}\})$ “нормированной скорости счета” от смещений $\{\delta X, \delta Y\}$ в поперечной плоскости. Смещения $\{\delta X, \delta Y\}$ в теоретической зависимости могут принимать любые (не только использованные в измерениях) значения, а набор параметров $\{\beta_{k;l}\}$ определяется из аппроксимации экспериментальных данных $\{r_k(\delta X_{k;i,j}, \delta Y_{k;i,j})\}$ выбранной теоретической зависимостью. Последовательность обработки и структура результата показаны в следующем выражении:

$$\begin{aligned} \{r_k(\delta X_{k;i,j}, \delta Y_{k;i,j})\} &\rightarrow \quad (32) \\ &\rightarrow r_k(\delta X, \delta Y; \{\beta_{k;l}\}) = \\ &= (\varepsilon \sigma) \frac{1}{S_{\text{eff}}(\delta X, \delta Y; \{\beta_{k;l}\})}, \end{aligned}$$

где стрелка схематически показывает переход от дискретного набора экспериментальных данных $\{r_k(\delta X_{k;i,j}, \delta Y_{k;i,j})\}$ к теоретической аппроксимации.

Как показано выше (28), интеграл от “нормированной скорости счета” по смещениям в поперечной плоскости позволяет получить произведение эффективности регистрации на сечение:

$$\begin{aligned} (\varepsilon \sigma)_k &= \iint d(\delta X) d(\delta Y) \times \quad (33) \\ &\times r_k(\delta X, \delta Y; \{\beta_{k;l}\}) = \\ &= (\varepsilon \sigma) \iint d(\delta X) d(\delta Y) \frac{1}{S_{\text{eff}}(\delta X, \delta Y; \{\beta_{k;l}\})}. \end{aligned}$$

Максимум “нормированной скорости счета” в теоретической зависимости из (32) в переменных $\{\delta X_{k;\text{max}}, \delta Y_{k;\text{max}}\}$ дает координаты положения вершины в поперечной плоскости для банчей

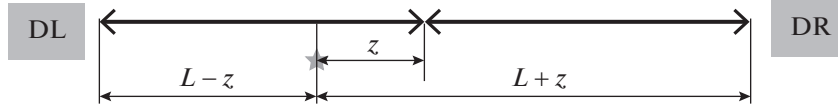


Рис. 7. Связь расстояний от точки взаимодействия до левого и правого плеч детектора.

с номером k для левого и правого плеч, тогда как произведение эффективности регистрации на сечение $(\varepsilon\sigma)_k$ дается интегралом по смещениям для выбранной пары банчей, см. (33). Случай, когда положения вершины $\{\delta X_{k;\max}, \delta Y_{k;\max}\}$ и фактор сечения-эффективности $(\varepsilon\sigma)_k$ зависят от номера сталкивающихся банчей, будет рассмотрен в дополнительной публикации. В дальнейшем изложении будем предполагать, что зависимость приведенной скорости счета аппроксимируется одной, не зависящей от номера банча, зависимостью. Например, в простейшем случае зависимостью, полученной из минимизации (по параметрам $\{\beta_l\}$) для всех банчей:

$$\chi^2 = \frac{1}{N_{sv}} \times \sum_k \sum_{i,j} \frac{(r_k(\delta X_{k;i,j}, \delta Y_{k;i,j}) - r(\delta X, \delta Y; \{\beta_l\}))^2}{(\Delta r_k(\delta X_{k;i,j}, \delta Y_{k;i,j}))^2}. \quad (34)$$

При таком подходе эффект регистрации $(\varepsilon\sigma)$ и положение максимума счета $\{\delta X_{\max}, \delta Y_{\max}\}$ не зависят от номера сталкивающихся банчей и светимость равна:

$$\mathcal{L} = \frac{N_{tr,i}(T)}{(\varepsilon\sigma)T} = \frac{R(T)}{(\varepsilon\sigma)}. \quad (35)$$

Более последовательно эта ситуация будет проанализирована в отдельной публикации.

Для оптимизации сведения пучков в продольном направлении используется разность времен пролета между левым и правым плечами детектора:

$$\tau = T_R - T_L. \quad (36)$$

Из рис. 7 видно, что эта разность линейно связана со смещением точки взаимодействия относительно середины расстояния между плечами детектора.

Из приведенного рисунка видно, что положение вершины относительно середины детектора связано с разностью времен пролета соотношением

$$\tau = T_R - T_L = \frac{2z}{c\beta}; \quad z = \frac{c\beta}{2}\tau. \quad (37)$$

Результат моделирования распределения по разности времен пролета показан на рис. 8.

Для максимальной энергии NICA скорость спектров (β_s) мало отличается (с разбросом меньше 0.5%) от скорости сталкивающихся ядер:

$$\sqrt{S_{NN}} = 11 \text{ ГэВ}; \quad \beta_s = 0.985. \quad (38)$$

В этих условиях выражение (37) дает

$$z_V [\text{см}] = \frac{c\beta}{2}\tau = 14.8\tau [\text{нс}], \quad (39)$$

а точность определения среднего положения вершины взаимодействия Δz_V с использованием разности времен пролета для числа триггеров N_{tr} равна:

$$\Delta z_V [\text{см}] = 14.8 \left(\sqrt{\left(\frac{\sigma_{z,V} [\text{см}]}{14.8} \right)^2 + \sigma_\tau^2 [\text{нс}]} \right) \left(\frac{1}{\sqrt{N_{tr}}} \right). \quad (40)$$

Здесь $\sigma_{z,V} [\text{см}]$ — корень из дисперсии распределения вершин, связанный с распределением частиц в банче вдоль оси столкновения [3]:

$$\sigma_{z,V} = \sigma_{b,z}/\sqrt{2}. \quad (41)$$

Выше отмечалось, что для NICA (см. [1, 2]) $\sigma_{b,z} = 60$ (см). С учетом этого уравнение (40) численно переписывается в виде (см. также рис. 8)

$$\Delta z_V [\text{см}] = 14.8 \times \left(\sqrt{(2.8 [\text{нс}])^2 + \sigma_\tau^2 [\text{нс}]} \right) \left(\frac{1}{\sqrt{N_{tr}}} \right). \quad (42)$$

Следовательно, даже при разрешении по разности времен пролета $\sigma_\tau [\text{нс}] = 1$ нс точность восстановления вершины в данной серии измерений ухудшается на 6%. В работе [12] показано, что без дополнительных усилий временное разрешение кремниевых ФЭУ (SiPM HAMAMATSU S13360-6025C [13]) не хуже 0.1 нс. Конструкция детектора не позволяет получить координату попадания спектрометра и число спектрометров, прошедших через полосу. Это приводит к ограничению по временному разрешению через полосу годоскопа не лучше 0.16 нс (см. [12]). Из (42) следует, что гранулярность детектора и временные характеристики SiPM соответствуют задачам настройки продольного положения вершины.

6. РАССЕЯНИЕ НА ОСТАТОЧНОМ ГАЗЕ

Основным источником фона при настройке пучка является рассеяние на остаточном газе. Интенсивность этого рассеяния определяется составом и концентрацией атомов остаточного газа в камере коллайдера, где находится точка взаимодействия детектора MPD.

Состав остаточного газа и молярные концентрации равны (см. [1, 2]):

$$\begin{cases} C_{H_2} = 0.9, \\ C_{CO} = 0.05, \\ C_{CO_2} = 0.05. \end{cases} \quad (43)$$

Давление и температура в месте сведения пучков равны:

$$\begin{cases} p_0 = 10^{-8} \text{ Па}, \\ T = 293 \text{ К}. \end{cases} \quad (44)$$

Абсолютные концентрации ядер (атомов) n_A в этом случае равны:

$$\begin{cases} n_H = 0.4 \times 10^7 \text{ 1/см}^3, \\ n_C = 0.022 \times 10^7 \text{ 1/см}^3, \\ n_O = 0.033 \times 10^7 \text{ 1/см}^3. \end{cases} \quad (45)$$

Скорости счета наряду с концентрациями определяются, исходя из неупругих сечений рассеяния σ_{Au, A_i} ускоренных ядер пучка (Au) на атомах остаточного газа (A_i). При однократном прохождении банчем промежутка камеры между левым и правым плечами детектора ($l_{||} = 6$ м) число (вероятность) взаимодействий w_{b, A_i} равно (при $w_{b, A_i} \ll 1$):

$$w_{b, A_i} = N(n_{A_i} l_{||}) \sigma_{A_b, A_i}, \quad (46)$$

где A_i — атомная масса ядра остаточного газа, а $N = 2.3 \times 10^9$ — число частиц в основном банче, которое предполагается одинаковым для всех банчей. Оценки проведем, опираясь на представление сталкивающихся ядер твердыми шариками:

$$\sigma_{A_b, A_i} = \pi (R_{A_b} + R_{A_i})^2, \quad (47)$$

а радиус ядра A выберем равным:

$$R_A = 1.2 (A)^{1/3} \times 10^{-13} \text{ см}. \quad (48)$$

Для оценки сечений приведем значения радиусов ядра:

1. для протона считаем — $R_p = 0.6 \times 10^{-13}$ см. Это приводит к полному протон-протонному сечению $\sigma_{p, p} = 4.5 \times 10^{-26} \text{ см}^2 = 45$ мбн;
2. углерод (C) — $R_C = 2.75 \times 10^{-13}$ см;

$$3. \text{ кислород (O)} — R_O = 3.02 \times 10^{-13} \text{ см};$$

$$4. \text{ золото (Au)} — R_{Au} = 7 \times 10^{-13} \text{ см}.$$

Для рассеяния ядер золота на ядрах остаточного газа имеем:

$$1. \sigma (Au + p) = 1.8 \times 10^{-24} \text{ см}^2 = 1.8 \text{ бн},$$

$$2. \sigma (Au + C) = 3 \times 10^{-24} \text{ см}^2 = 3.0 \text{ бн},$$

$$3. \sigma (Au + O) = 3.1 \times 10^{-24} \text{ см}^2 = 3.1 \text{ бн},$$

$$4. \sigma (Au + Au) = 6.15 \times 10^{-24} \text{ см}^2 = 6.15 \text{ бн}.$$

С учетом концентрации остаточных ядер, при однократном прохождении банча, это дает:

$$w_{Au, H} = 1.2 \times 10^{-5}; \quad (49)$$

$$w_{Au, C} = 1.06 \times 10^{-6}; \quad (50)$$

$$w_{Au, O} = 1.65 \times 10^{-6}. \quad (51)$$

Чтобы понять влияние рассеяния ускоренных ядер золота на покоящихся ядрах остаточного газа, остановимся на топологии такого рассеяния. Это необходимо, поскольку вклад в отсчет детектора дают взаимодействия (см. выше), когда в каждом из плеч регистрируется не меньше, чем по одной частице. В области фрагментации пучка золота протонов-спектрометров рождается примерно столько же, сколько в почти периферических столкновениях ядер золота. Возникает вопрос о том, откуда берутся заряженные протоны в противоположном к пучку направлении при рассеянии ускоренных ядер золота на покоящихся ядрах мишени. Когда ускоренное ядро золота рассеивается на водороде, то протоны в заднюю полусферу не летят из-за сохранения момента-импульса. Это означает, что рассеяние на остаточных ядрах водорода вклада в отсчеты детектора не дает. На ядрах углерода и кислорода за счет Ферми-движения протоны рождаются в “подпороговой области”. Такие протоны наблюдаются в эксперименте, например при рассеянии нейтрино и пионов на ядрах (см., например, [14, 15]).

Прежде чем обсуждать роль таких протонов, приведем оценку отношения Фон/Эффект (B/S) сверху. Очевидно, что такое отношение в любом случае ограничено сверху вероятностью рассеяния золота на ядрах углерода и кислорода из остаточного газа и вероятностью рассеяния $Au + Au$ при однократном рассеянии основных банчей:

$$B/S \leq (w_{Au, C} + w_{Au, O})/w_1 \leq 1.2 \times 10^{-2}. \quad (52)$$

При вычислении этого отношения учитывалось взаимодействие ускоренных ионов из разных колец

Таблица 2. Светимости, скорость взаимодействия, скорость счета и отношения сигнала к фону для различных интенсивностей сталкивающихся пучков

N_b , 1/банч	$\mathcal{L}$, $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$	N_{AuAu} , 1/с	N_{tr} , 1/с	B/S
2×10^9	10^{27}	6000	4620	$<10^{-5}$
2×10^8	10^{25}	60	46	$<10^{-4}$
2×10^7	10^{23}	0.6	0.46	$<10^{-3}$
2×10^6	10^{21}	0.006	0.0046	$<10^{-2}$

с ядрами остаточного газа. Из этой оценки видно, что при максимальной интенсивности частиц в банчах вклад от рассеяния на остаточном газе не превышает 1.2%.

Такое ограничение сверху получено при максимальном числе ядер в банчах, обеспечивающих максимально запланированную светимость. На начальном этапе запуска коллайдера может оказаться, что интенсивность в банчах будет меньше запланированной, что приведет к относительному увеличению роли рассеяния на остаточном газе. Это связано с тем, что вероятность $\text{Au} + \text{Au}$ -рассеяния пропорциональна квадрату интенсивности, а вероятность рассеяния на остаточном газе $w_{\text{Au,C}}$ и $w_{\text{Au,O}}$ пропорциональна интенсивности. Поэтому отношение Фон/Эффект (B/S) может играть более существенную роль на начальных стадиях запуска коллайдера.

Начнем с того, что соотношение (52) оперирует только вероятностями рассеяния на остаточном га-

зе. Не в каждом рассеянии будет вылетать протон в заднюю (по отношению к пучку) полусферу и, тем более, будет регистрироваться (попадать) в соответствующее плечо детектора. Для этого было проведено моделирование рассеяния ядер золота с энергией $E_{\text{Au}}/A = 5.5$ ГэВ на покоящихся ядрах кислорода с генератором UrQMD. Для транспортировки пучка использовался пакет Geant4. Для $\text{Au} + \text{O}$ ($\sqrt{s_{NN}} = 3.5$ ГэВ) столкновений разыгрывалось 2×10^6 событий. Из них только 1723 события были зарегистрированы детектором. Это означает, что вероятность топологического сечения канала реакции $\text{Au} + \text{O}$ (две заряженные частицы, оставившие энергию ($\Delta E \geq 1$ МэВ) в каждом из плеч детектора), умноженного на эффективности регистрации:

$$\varepsilon_{\text{Au,O}} = (1723)/(2 \times 10^6) = 0.86 \times 10^{-3}. \quad (53)$$

Отметим дополнительно, что эта величина учитывает как долю взаимодействий с нужной топологией, так и эффективность регистрации этого сигнала.

С учетом отношения числа рассеяний (52) окончательно получаем оценку отношения Фон/Эффект (B/S) сверху:

$$B/S \leq 10^{-5}. \quad (54)$$

Распределения по суммарному времени пролета до левого и правого плеч показано на рис. 9.

Из рис. 9б следует, что можно дополнительно подавить на два порядка вклад от рассеяния на остаточном газе, используя условие на суммарное время пролета $T_{\Sigma} \leq 21$ нс. Поскольку вклад фона при максимальной светимости меньше 10^{-5} , то дополнительные опции для подавления фона не рассматривались.

В табл. 2 приведены выходы и отношения сигнала к фону для различных интенсивностей сталкивающихся пучков.

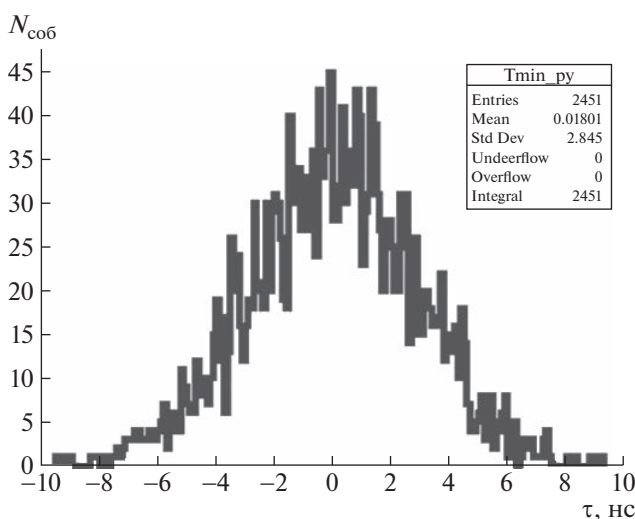


Рис. 8. Распределение зарегистрированных событий по разности времен пролета $\tau = T_R - T_L$. Исходное распределение вершин взаимодействия разыгрывалось вдоль оси столкновений с дисперсией $\sigma_{z,V} = 42.4$ см.

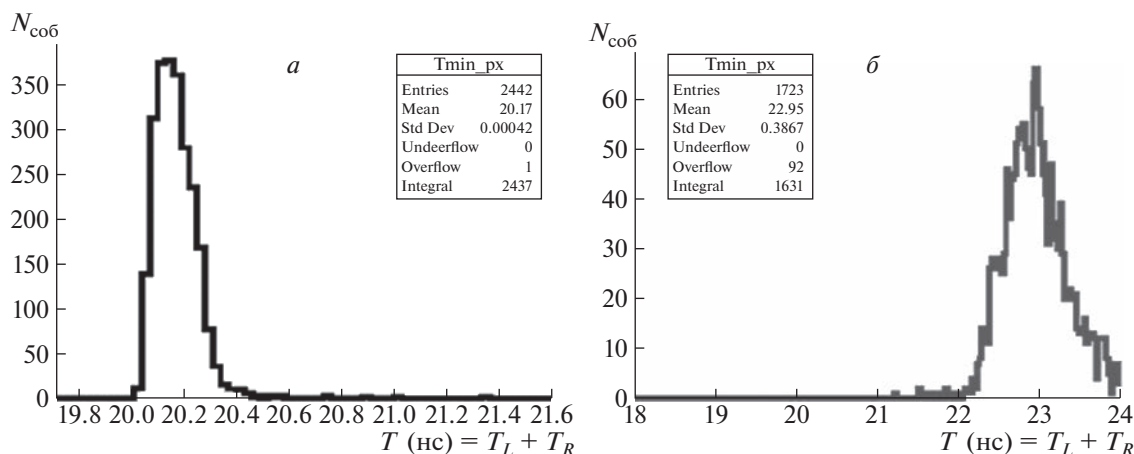


Рис. 9. Распределение событий по суммарному времени пролета от точки взаимодействия до плеч детектора. На рис. 9а показан спектр для 3000 Au + Au-рассеяний в коллайдерной системе отсчета при $\sqrt{s_{NN}} = 11$ ГэВ. На рис. 9б показан спектр для 10^5 Au + O-рассеяний в лабораторной системе отсчета при $\sqrt{s_{NN}} = 3.5$ ГэВ.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение перечислим результаты работы.

Предложен компактный детектор для использования при настройке сведения пусков в точке взаимодействия MPD на NICA. Показано, что детектор с эффективностью $\sim 77\%$ регистрирует Au + Au-столкновения без дополнительных условий (“minimum bias” столкновения).

Высокая эффективность и простота обработки позволяет использовать детектор для настройки сведения пучков не только при максимальной эффективности, но при меньшей интенсивности сталкивающихся пучков (в ситуации, которая может быть на ранней стадии запуска коллайдера).

Схема регистрации событий “детектором светимости”, опирающаяся на специфику топологии Au + Au-столкновений, существенно подавляет вклад фона от рассеяния на остаточном газе (см. табл. 2).

В работе получены численные оценки и приводятся результаты моделирования только для энергии столкновения $\sqrt{s_{NN}} = 11$ ГэВ (максимальной энергии, доступной на NICA). Результаты моделирования для минимальной энергии $\sqrt{s_{NN}} = 4$ ГэВ проведены и находятся в стадии окончательной обработки. Предварительные результаты указывают на слабую энергетическую зависимость эффективности регистрации детектора ε и отношения фона к сигналу B/S от энергии столкновений. Причины этого будут указаны при представлении результатов моделирования для $\sqrt{s_{NN}} = 4$ ГэВ.

Авторы выражают благодарность С.А. Костромину за конструктивные замечания и полезные пояснения.

Работа выполнена при частичной поддержке грантов РНФ № 23-22-00077 и № 23-22-00160.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. О. С. Козлов, С. А. Костромин, С. А. Мельников, И. Н. Мешков, В. Л. Смирнов, А. В. Тузиков, А. В. Филиппов, М. М. Шандов, ЭЧАЯ **53**, 1220 (2022).
2. <https://nica.jinr.ru/>
3. З. Игамкулов, М. Кручеру, А. Б. Курепин, А. Г. Литвиненко, Е. И. Литвиненко, В. Ф. Переседов, Письма в ЭЧАЯ **16**, 535 (2019).
4. А. Г. Литвиненко, ЭЧАЯ **38**, 409 (2007).
5. M. Baznat, A. Botvina, G. Musulmanbekov, V. Toneev, and V. Zhezher, arXiv: 1912.09277 [nucl-th].
6. М. В. Golubeva, F. F. Guber, A. P. Ivashkin, A. Yu. Isupov, A. B. Kurepin, A. G. Litvinenko, E. I. Litvinenko, I. I. Migulina, and V. F. Peresedov, Phys. At. Nucl. **76**, 1 (2013).
7. М. Г. Кадыков, Препринт 13-90-16, ОИЯИ (Дубна, 1990).
8. H. Appelshäuser, J. Bächler, S. J. Bailey, L. S. Barnby, J. Bartke, R. A. Barton, H. Białkowska, C. O. Blyth, R. Bock, C. Bormann, F. P. Brady, R. Brockmann, N. Buncic, P. Buncic, H. L. Caines, D. Cebr, *et al.*, Eur. Phys. J. A **2**, 383 (1998).
9. A. S. Goldhaber, Phys. Lett. B **53**, 306 (1974).
10. <https://geant4.web.cern.ch/>; S. Agostinelli *et al.* (Geant4 Collab.), Nucl. Instrum. Methods A **506**, 250 (2003); J. Allison *et al.*, IEEE Transact. Nucl. Sci. **53**, 270 (2006); Nucl. Instrum. Methods A **835**, 186 (2016).
11. S. van der Meer, CERN-ISR-PO-68-31, 1968.
12. Г. Д. Мильнов, А. Г. Литвиненко, А. И. Малахов, Е. В. Сухов, В. В. Устинов, Письма в ЭЧАЯ **19**, 271 (2022).
13. Кремниевые фотоумножители HAMAMATSU S13360-6025CS, https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/s13360_series_kapd1052e.pdf
14. Р. Аммар и др., Препринт ФИАН 48 (1989).
15. Ю. Д. Баюков и др., ЯФ **35**, 960 (1982).

DETECTOR FOR SETTING UP BEAM CONVERGENCE AND DETERMINING LUMINOSITY AT THE INTERACTION POINT ON THE MPD NICA

**S. P. Avdeev^{1),2)}, S. G. Busin¹⁾, M. G. Buryakov¹⁾, V. M. Golovatyuk¹⁾, A. I. Malakhov^{1),2)},
G. D. Milnov^{1),2)}, A. B. Kurepin³⁾, A. G. Litvinenko^{1),2)}, E. I. Litvinenko¹⁾**

¹⁾Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia

²⁾Dubna State University, Dubna, Russia

³⁾Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

A detector for adjusting the convergence of beams at the point of interaction of the MPD (Multi-Purpose Detector) installation at the NICA collider (Nuclotron-based Ion Collider fAcility) is discussed. Simulation of the detector operation for Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 11$ GeV is calculated. It is shown that background events from scattering on residual gas give a negligible contribution to the detector's samples. It is discussed how to use a detector to adjust beam alignment. The calibration procedure for obtaining absolute luminosity in the MPD interaction zone with the help of this detector is considered.

ЗАВИСИМОСТЬ РЕЗУЛЬТАТОВ НУКЛЕОСИНТЕЗА ОТ УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ ВЕЩЕСТВА НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ

© 2023 г. А. Ю. Игнатовский^{1),2)*}, И. В. Панов^{1),2)**}, А. В. Юдин^{1)***}

Поступила в редакцию 14.04.2023 г.; после доработки 15.05.2023 г.; принята к публикации 16.05.2023 г.

Приведены результаты расчетов нуклеосинтеза тяжелых элементов при взрыве маломассивной нейтронной звезды, которая образуется в результате обмена веществом на последних стадиях эволюции тесной двойной системы нейтронных звезд с большой начальной асимметрией масс. Рассмотрено два варианта сценария, различающихся разными аппроксимациями уравнения состояния вещества нейтронной звезды — BSk22 и BSk25, использование которых приводило к разной динамике разлета оболочек маломассивной нейтронной звезды. Показано, что характер распространения ударной волны и распространенность тяжелых элементов, образованных во внутренних слоях внешней коры с $0.29 < Y_e < 0.45$, для этих двух сценариев различны, хотя состав внешней коры перед взрывом различается незначительно. Указанные различия в сценариях приводят к заметной разнице рассчитанных распространенностей тяжелых элементов как в этих слоях, так и во всей рассмотренной части внешней коры.

DOI: 10.31857/S0044002723050215, EDN: IDNDKV

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы конец эволюции тесной системы нейтронных звезд (НЗ), особенно после наблюдения процесса их слияния [1] и подтверждения наличия лантанидов в спектрах килоновой [2], является основным сценарием для нуклеосинтеза тяжелых элементов. В общепринятой модели результатом взаимодействия двух НЗ является слияние (merging) [3–5] с образованием одной массивной нейтронной звезды или черной дыры и одновременным выбросом части вещества в виде джетов. Причем массы НЗ в такой модели сравнимы и, как правило, немного больше солнечной.

Но если массы нейтронных звезд значительно различаются, может реализоваться сценарий обдира (stripping) [6], в котором при сближении компонент системы нейтронная звезда меньшей массы первой переполняет свою полость Роша и ее вещество начинает перетекать на более массивный компаньон. В результате такого процесса маломассивная нейтронная звезда может уменьшиться до нижнего предела масс НЗ (порядка $0.1M_\odot$, см., например, Хензель и др. 2007 [7]) и взорваться, с образованием гамма-всплеска [8, 9] и полным разрушением маломассивного компаньона.

Интерес к модели обдира значительно усилился после первой в истории совместной идентификации гравитационного сигнала GW170817 и гамма-всплеска GRB170817A [10], наблюдения которых показали, что многие параметры этого пекулярного гамма-всплеска лучше объясняются именно в модели обдира (см. обсуждение в [11, 12]), а не в сценарии слияния.

Модель обдира интересна еще и тем, что количество выбрасываемого в окружающую среду нейтроноизбыточного вещества, обогащенного тяжелыми элементами, равно $M \sim 0.1M_\odot$, что на порядок превышает массу джетов, образующихся в классическом сценарии слияния нейтронных звезд [13]. Поэтому даже если сценарий обдира и реализуется относительно редко (см. распределение масс в двойных системах НЗ в [14]), он тем не менее может давать значительный вклад в общий процесс образования тяжелых элементов.

Настоящая статья является логическим продолжением нашей работы [15], в которой впервые был рассчитан нуклеосинтез, сопровождающий взрыв маломассивной НЗ. При нуклеосинтезе в таком сценарии образуется значительное количество тяжелых элементов, причем вся их масса выбрасывается в окружающую среду и увеличивает ее металличность. Влияние магнитного поля на результаты нуклеосинтеза, обсуждавшееся, в частности, в работе [16], не учитывалось, поскольку в данном сценарии, в отличие от магнетаров, магнитное поле мало. Отметим, что недавнее рассмотрение сценария взрыва маломассивной НЗ в работе [17]

¹⁾НИЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия.²⁾Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Россия.

*E-mail: Lirts@phystech.edu

**E-mail: Igor.Panov@itep.ru

***E-mail: Yudin@itep.ru

(см. также [18]) подтверждает результаты наших расчетов [15].

Основной нашей задачей в данной работе является получение ответа на вопрос о влиянии используемого уравнения состояния (УрС) на результаты нуклеосинтеза. Статья устроена следующим образом: после краткой ссылки на используемые модели уравнения состояния (разд. 2) кратко описаны результаты гидродинамического моделирования взрыва маломассивной НЗ (ММНЗ) с использованием разных вариантов уравнения состояния [19] (разд. 3). В разд. 4 рассмотрены результаты нуклеосинтеза во внешней коре маломассивной НЗ.

2. УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ

Уравнение состояния вещества необходимо для моделирования взрыва нейтронной звезды и получения реалистичных траекторий для последующих расчетов нуклеосинтеза. Различных уравнений состояния на сегодняшний день достаточно много [20], и все они дают различные предсказания относительно таких, например, характеристик нейтронной звезды, как ее масса, радиус и структура. Поэтому крайне важно понять, как эта неоднозначность в выборе УрС может повлиять на параметры взрыва НЗ и на результаты сопутствующего нуклеосинтеза.

В нашей работе мы опирались на расчеты Пирсона и др. (2018) [19], в которых рассмотрены несколько различных новых аппроксимаций уравнения состояния вещества, основанных на семействе массовых моделей, полученных с помощью метода Хартри—Фока—Боголюбова [21], фитированных с использованием известных ядерных масс (AME2012) [22] и основанных на реалистичных выражениях ядерных сил. Для каждой модели рассчитывались состав, зависимость давления от плотности и т.п. для различных областей нейтронной звезды.

Для оценки влияния модели описания ядерной материи мы рассмотрели два функционала из предложенных Пирсоном и Потехиным [19] — BSk22 и BSk25, приводящих к максимальным различиям в уравнении состояния, особенно для относительно малых плотностей. Оба эти уравнения состояния удовлетворяют наблюдательным ограничениям на максимальную массу НЗ: $M_{\max} = 2.264M_{\odot}$ для BSk22 и $M_{\max} = 2.224M_{\odot}$ для BSk25 [19].

3. ВЗРЫВ МАЛОМАССИВНОЙ НЗ

Взрыв нейтронной звезды минимальной массы — ключевой этап в эволюции модели обдирания. Расчеты Кольпи и др. [23], Блиникова и др. [9] и Сумиоши и др. [18] заложили основу нашего понимания процессов, происходящих при взрыве.

В нашей работе мы будем следовать статье [24], в которой подробно изложен подход к расчету взрыва НЗ минимальной массы (НЗММ). Мы используем уравнения релятивистской гидродинамики совместно с УрС, которое состоит из холодной части, описываемой одной из выбранных аппроксимаций (BSk22 или BSk25), и горячей части, описывающей вклад идеального газа и излучения.

Помимо прочего, холодная компонента УрС определяет начальную структуру НЗММ. На рис. 1 показаны зависимости логарифма плотности $\lg \rho$ от радиальной координаты r , рассчитанные с помощью уравнения состояния BSk22 (а) и BSk25 (б). На верхней оси также показаны соответствующие значения лагранжевой (массовой) координаты m (в единицах массы Солнца $M_{\odot}$). На правой оси показано значение электронной доли Y_e вещества звезды для соответствующего слоя.

В центре маломассивной нейтронной звезды находится ядро, состоящее из ядерного вещества (зона “nuclear matter” на рис. 1). Ядро окружено внутренней корой (зона “exotic nuclei” на рис. 1), структура которой может очень сильно зависеть от применяемых ядерных моделей. Внутренняя кора состоит как из сферических гиперядер, погруженных в море свободных нейтронов [25], так, возможно, и из экзотических ядерных конфигураций типа “лазанья”, “паста” и т.п. [26, 27]. Эта область НЗ заканчивается на радиусе чуть большем 10 км.

Внешняя кора, имеющая значительно меньшую плотность, простирается почти на 300 км. Уравнение состояния для внешней коры достаточно хорошо известно. Внешняя кора маломассивной нейтронной звезды перед взрывом состоит из последовательности монослоев ядерных слоев [28], начиная от сильно нейтроноизбыточных изотопов на внутренней части внешней коры, до ^{56}Fe на поверхности. Состав монослоев внешней коры для обеих моделей приведен в табл. 1. Слои на рис. 1 отделены вертикальными линиями, а цифры указывают номер слоя внешней коры от поверхностного до внутреннего. Параметры слоев внешней коры с использованием уравнения состояния BSk22 (а) приведены в табл. 2. Структура звезды при использовании функционала BSk25 (б) аналогична, параметры ее слоев приведены в табл. 3.

Результаты гидродинамических расчетов процесса взрывного разрушения нейтронной звезды минимальной массы были использованы для определения характера протекающего при этом нуклеосинтеза и вычисления распространенности образующихся тяжелых элементов вдоль характерных траекторий. Поскольку изменение структуры вещества при взрывной декомпрессии ядра и внутренней коры до сих пор не до конца определены (см. обсуждение в [17]), мы рассмотрели нуклеосинтез

Таблица 1. Состав монослоев для моделей BSk22 (I) и BSk25 (II)

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18
I	^{56}Fe	^{62}Ni	^{64}Ni	^{66}Ni	^{86}Kr	^{84}Se	^{82}Ge	^{80}Zn	^{76}Ni	^{78}Ni	^{80}Ni	^{124}Mo	^{122}Zr	^{121}Y	^{122}Sr	^{124}Sr	^{126}Sr	^{128}Sr
II	^{56}Fe	^{62}Ni	^{64}Ni	^{66}Ni	^{86}Kr	^{84}Se	^{82}Ge	^{80}Zn	^{78}Ni	^{126}Ru	^{124}Mo	^{122}Zr	^{121}Y	^{120}Sr	^{122}Sr			

Таблица 2. Параметры траекторий внешней коры, модель BSk22 [19]

№ трека	№ слоя*	Состав слоя	$T_9^{\max}(t)$	$\lg[\rho^{\max}(t)]$	Y_e	$r_{\min}$	$r_{\max}$	$\Delta M, 10^{-4} M_{\odot}$	$\sum \Delta M, 10^{-4} M_{\odot}$
1	18	^{128}Sr	0.98	11.64	0.297	12.22	12.43	0.884	0.884
2	17	^{126}Sr	1.19	11.60	0.302	12.43	12.74	1.25	2.134
3	16	^{124}Sr	1.39	11.56	0.306	12.74	12.95	0.795	2.929
4	15	^{122}Sr	1.62	11.49	0.311	12.95	13.99	3.60	6.529
5	14	^{121}Y	1.96	11.38	0.322	13.99	14.5	1.60	8.129
6	13	^{122}Zr	2.17	11.31	0.328	14.5	15.04	1.48	9.609
7	12	^{124}Mo	2.59	11.20	0.339	15.04	16.6	3.87	13.479
8	11	^{80}Ni	3.19	11.01	0.350	16.6	19.1	4.95	18.449
9	10	^{78}Ni	3.80	10.84	0.359	19.1	20.15	1.74	20.149
10	9	^{76}Ni	4.27	10.74	0.368	20.15	21.7	2.36	22.509
—	8	^{80}Zn			0.375	21.7	25.3	4.46	26.969

* Нумерация слоев идет от поверхности нейтронной звезды, а треков — от ее центра.

Таблица 3. Параметры траекторий внешней коры, модель BSk25 [19]

№ трека	№ слоя	Состав слоя	$T_9^{\max}(t)$	$\lg[\rho^{\max}(t)]$	Y_e	$r_{\min}$	$r_{\max}$	$\Delta M, 10^{-4} M_{\odot}$	$\sum \Delta M, 10^{-4} M_{\odot}$
6	15	^{122}Sr	8.63	11.59	0.310	11.97	12.67	2.64	2.64
7	14	^{120}Sr	10.01	11.52	0.312	12.67	13.23	1.90	4.54
—	13	^{121}Y			0.327	13.23	13.57	1.10	5.64
8	12	^{122}Zr	10.57	11.39	0.338	13.57	14.34	2.20	7.84
9	11	^{124}Mo	11.44	11.24	0.358	14.34	16.01	4.10	11.94
—	10	^{126}Ru			0.373	16.01	16.5	1.05	12.99
10	9	^{78}Ni	13.76	10.88	0.390	16.5	20.54	7.00	19.99
11	8	^{80}Zn	14.74	10.58	0.403	20.54	24.64	5.10	25.09

только в расширяющемся веществе внешней коры, которая составляет по массе около 7% массы всей звезды.

Поведение плотности и температуры на рассмотренных траекториях пассивных частиц, берущих начало в разных слоях внешней коры, показано на рис. 2 для эволюции характерных слоев серий расчетов BSk22 и BSk25. Первоначально плотность и температура падают вследствие общего расширения. Затем вещество начинает слегка на-

греваться акустическими колебаниями, неизбежно генерируемыми в процессе расширения центральной части звезды. Позднее к рассматриваемым слоям звезды подходит сильная ударная волна (изменение плотности и температуры в процессе ее прохождения для четырех слоев внешней коры показано на рис. 2) и вызывает очень быстрое увеличение плотности (в 2–3 раза) и температуры (на порядки величин). После достижения пиковых значений плотность и температура продолжают

свое падение. Как показывает наш гидродинамический расчет (см. также [15, 24]), их уменьшение происходит в режиме, слегка более быстром, чем свободный разлет: $\rho \sim t^{-3.6}$, $T \sim \rho^{2/3} \sim t^{-2.4}$.

Динамика изменения температуры и плотности в процессе разлета различных слоев для двух вариантов моделей сильно различается: при использовании в расчетах уравнения состояния BSk25 скачок плотности при прохождении ударной волны, по сравнению с моделью BSk22, увеличивается в несколько раз, а сама волна проходит по слоям значительно медленнее. Изменившиеся условия приводят к изменению результатов нуклеосинтеза. В частности, для внутренних слоев внешней коры с достаточно большим избытком нейтронов (вариант BSk25, слои 9–15) продолжительность нуклеосинтеза до прихода ударной волны почти в 2 раза дольше. Результаты расчетов распространенности будут обсуждены ниже.

4. НУКЛЕОСИНТЕЗ ВО ВНЕШНЕЙ КОРЕ

Нуклеосинтез рассматривается вдоль траекторий пробных частиц, в нашей модели представляющих временную эволюцию важных для нуклеосинтеза параметров — температуры и плотности. С учетом декомпрессии до начала г-процесса могут произойти, в зависимости от начального положения пробных частиц, изменения как в начальном ядерном составе, так и в значении величины Y_e , прямо влияющие на характер и продолжительность г-процесса. В настоящий момент этот важный этап возможного изменения состава нейтронной материи в процессе декомпрессии при развитии взрыва и расширении вещества находится в процессе разработки. Поэтому, чтобы оценить характер и степень влияния уравнений состояния на процесс синтеза новых ядер во взрывающейся маломассивной звезде, расчет нуклеосинтеза был проведен только во внешней коре нейтронной звезды, для которой влияние неопределенностей при декомпрессии значительно меньше, чем для внутренней коры. Параметры слоев внешней оболочки маломассивной нейтронной звезды и перечень расчетов с использованием разных ядерных данных приведены в табл. 2 (BSk22) и 3 (BSk25).

Для численных расчетов г-процесса в двух сценариях нами был применен код SYNThER (nucleoSYNThesis of HEavy elements in the R-process) [29], реализующий кинетическую схему, развитую ранее [30] и позволяющую определить концентрации всех вовлеченных в нуклеосинтез ядер.

Поскольку развивающийся нуклеосинтез является комбинацией холодного и горячего г-процессов, а также взрывного нуклеосинтеза, реализующегося при нагреве зоны нуклеосинтеза

ударной волной, коды нуклеосинтеза были дополнены реакциями с заряженными частицами, а также ранее не учитывавшимся взаимодействием нуклонов и ядер с электронами [31]. Мы также дополнили используемый код SYNThER реакциями слабого взаимодействия, банк которых [32] содержит данные для изотопов элементов железного пика ($20 < Z < 32$).

Скорости реакций перечисленных процессов, определяющие собственные значения матрицы Якоби системы дифференциальных уравнений, различаются по абсолютному значению на многие порядки величин. Поэтому система уравнений нуклеосинтеза является жесткой и для ее численного интегрирования нами использовался метод Гира [33], для реализации которого был использован разработанный ранее пакет программ [34, 35].

В область нуклидов, участвующих в нуклеосинтезе, включались все элементы с зарядом от $Z_{\min} = 1$ до $Z_{\max} = 80$, а $A_{\min}$ и $A_{\max}$ определялись согласно используемой массовой модели: обобщенной модели Томаса–Ферми с интегралом Струтинского [36]. Тем самым определялось полное число ядер, участвующих в нуклеосинтезе. Скорости ядерных реакций, являющиеся коэффициентами в дифференциальных уравнениях, были рассчитаны с использованием тех же массовых моделей. В список учитываемых ядерных реакций входят все парные и другие основные реакции горения, как и реакции альфа-распада, деления и слабые взаимодействия. Они включают: все парные реакции с нейтронами, протонами, альфа-частицами и гамма-квантами; бета-распад и бета-запаздывающие процессы, такие как испускание нескольких нейтронов при бета-распаде и запаздывающее деление; ряд других важных реакций, таких как 3- α -реакция и реакции горения ^{12}C , ^{16}O , ^{28}Si .

Примененная схема позволяет эффективно рассчитывать нуклеосинтез в различных сценариях при $T_9 < 7$ и плотности $\rho < 10^{12}$ г/см³. Основные расчеты сделаны с использованием широко используемых скоростей бета-распада и запаздывающих нейтронов [37, 38], альфа-распада [37], скоростей термоядерных реакций [39] и деления [29, 40, 41]. Экспериментально измеренные скорости бета-распада взяты из ядерной базы данных NuDat2 (2009) [42].

5. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Результаты расчетов распространенности элементов для основных нейтроноизбыточных слоев внешней коры приведены на рис. 3а, 3б (модель BSk22) и 3в, 3г (модель BSk25). Для удобства восприятия кривые, полученные в каждой модели,

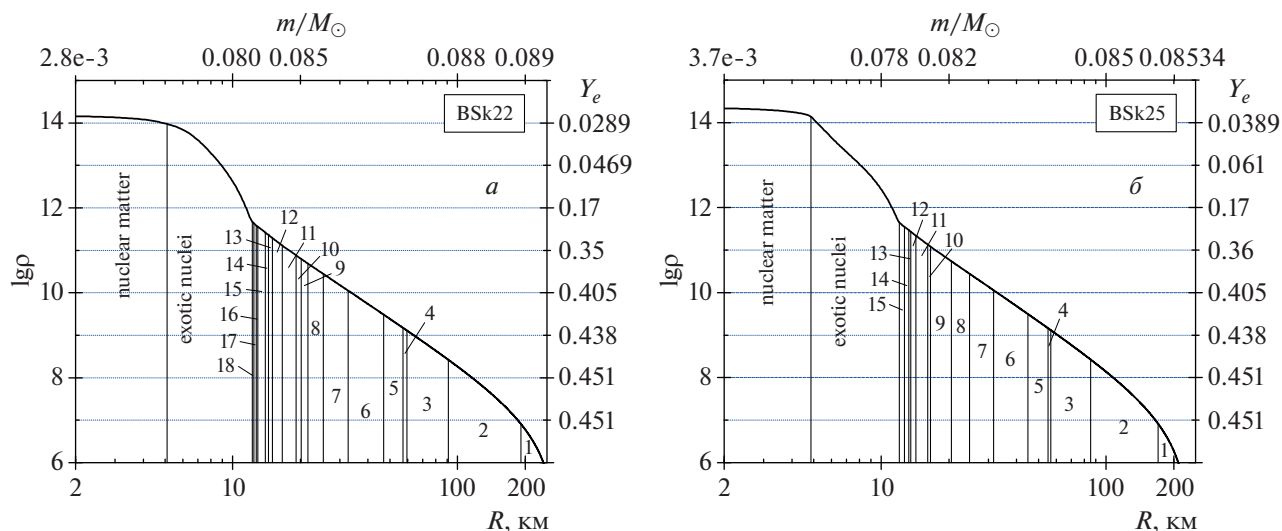


Рис. 1. Структура маломассивной нейтронной звезды перед взрывом, смоделированная с использованием разных уравнений состояния: BSk22 (а) и BSk25 (б). Состав монослойных слоев приведен в табл. 1.

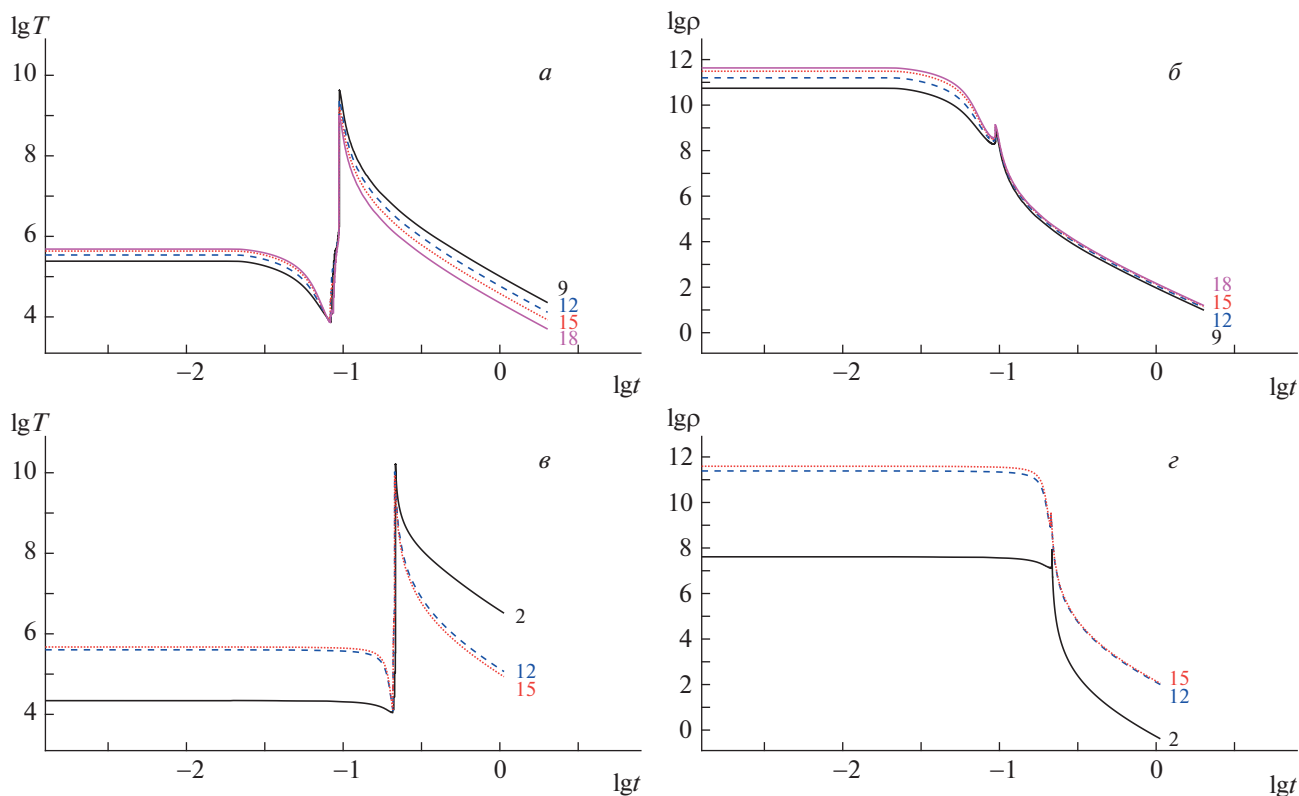


Рис. 2. Временная зависимость плотности и температуры вдоль траекторий пассивных частиц, отражающих эволюцию слоев внешней коры (начальные значения $Y_e = 0.297$ и 0.311 для сценариев с BSk22 (а, б) и BSk25 (в, г) соответственно), начиная от внутренней границы внешней коры до ее слоя № 8 (начальное значение $Y_e = 0.359$ для обоих сценариев). Шифр кривых — номер слоя (см. табл. 2, 3).

представлены на двух графиках. Для обоих сценариев динамика изменения ядерного состава вещества слоев следующая: чем нейтроноизбыточнее слой, тем меньше значение Y_e и вероятнее развитие

г-процесса и образование более тяжелых изотопов. Наиболее четко эта зависимость прослеживается для сценария с BSk22 (рис. 3а): видно, что при движении к центру (с увеличением № слоя) за

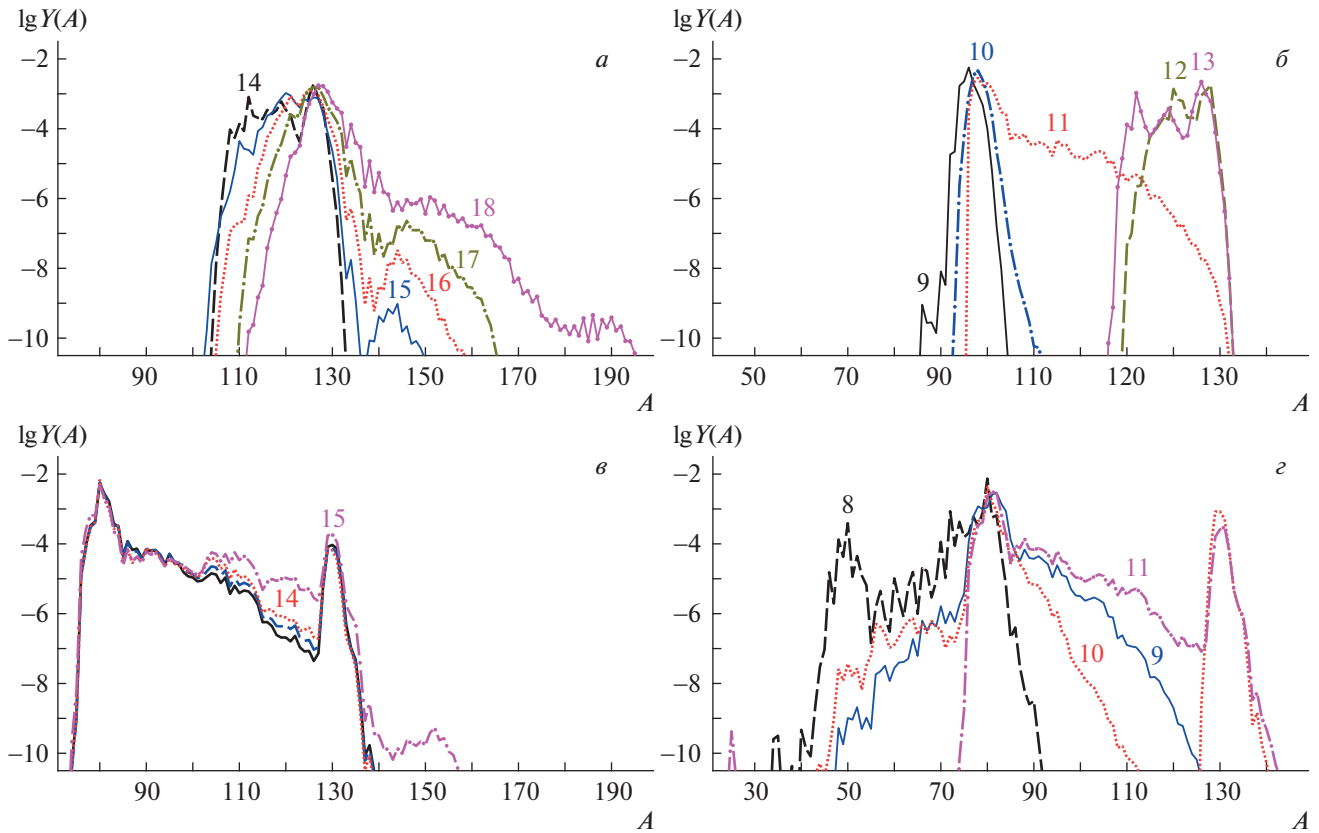


Рис. 3. Нуклеосинтез с использованием аппроксимации BSk22 (а, б) и BSk25 (в, г) на внутренних (а, в) и внешних слоях (б, г) внешней коры. Шифр кривых — номер слоя. Состав и другие параметры слоев приведены в табл. 1–3.

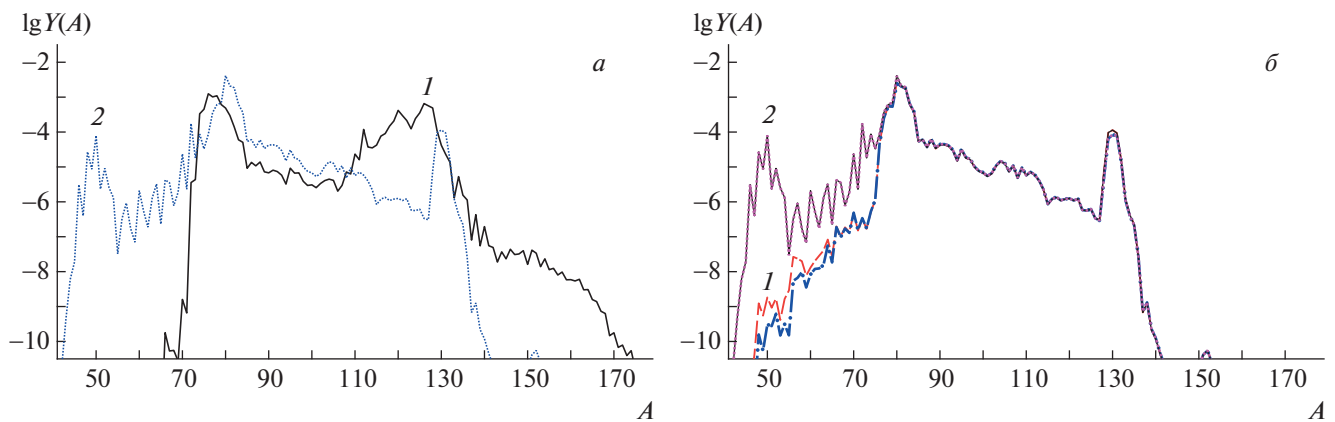


Рис. 4. а — Интегральная кривая $Y(A)$ результатов нуклеосинтеза во внешней коре при использовании уравнения состояния BSk22 (точечная кривая) и BSk25 (сплошная). Учтены внутренние слои внешней коры, начиная с № 9, имеющие суммарную массу $M \sim 0.00225 M_\odot$ (для модели BSk25 учтен частично вклад в нуклеосинтез слоя № 8). б — Интегральные кривые распространенности, полученные в расчетах с моделью BSk25 для общей массы вещества $M \sim 0.0020 M_\odot$ (кривые 2) или $M \sim 0.0025 M_\odot$ (кривые 1), различающиеся способом аппроксимации (штриховая и пунктирная линии) отсутствующих траекторий для слоев 10 и 13.

счет увеличения доли нейтронов нуклеосинтез приводит к образованию все более тяжелых ядер и изотопов в области второго пика и тяжелее его. Более того, в модели BSk22 для слоев 14–18 не

образуется элементов первого пика, в то время как в модели BSk25 для аналогичных слоев на таком же удалении от центра звезды наиболее распространенными являются элементы с $A \sim 80$.

Для более внешних и изначально менее нейтроно-избыточных слоев в модели BSk22 видны (рис. 3б) две группы оболочек, при расширении которых нуклеосинтез приводит к образованию элементов или вблизи первого (слои 9, 10) или второго (слои 12, 13) пиков на кривой распространенности. Слой 11 является переходным, в нем успевают образоваться элементы как первого, так и второго пиков. Полученное различие в конечных значениях $Y(A)$ для разных слоев происходит как из-за разного состава зародышевых ядер, так и из-за падения Y_e с уменьшением радиуса слоя. Так, в слоях 9–11 зародышевыми ядрами были изотопы никеля, а в слоях 12 и 13 — молибдена и циркония. В слоях 9 и 10 из-за достаточно больших значений Y_e и малого времени нуклеосинтеза γ -процесс почти не идет. В слоях 12 и 13 в нуклеосинтезе элементы первого пика успевают выгореть и образуются элементы второго пика (рис. 3б).

Динамика сброса слоев для модели BSk25 иная. Например, скорость распространения ударной волны (УВ) примерно вдвое больше, а в пике значение температуры больше в разы, чем в расчетах с моделью BSk22 (см. профили температур на рис. 2). Это уменьшает продолжительность нуклеосинтеза, проходящего до прихода УВ, и приводит к другому конечному распределению в группе слоев, аналогичных модели BSk22, с примерно тем же начальным составом.

При повышении температуры активнее идут фотоядерные реакции, приводящие во время нагрева вещества слоя ударной волной к образованию более легких ядер и элементов и фотодиссоциации наиболее тяжелых. При последующем остывании вещества после прохождения ударной волны нейтроны менее активно захватываются ядрами ввиду снижения плотности и резкого падения количества нейтронов n_n по сравнению со значением n_n до прихода ударной волны. В серии расчетов с BSk22 образующиеся до прихода ударной волны ядра разрушались не так активно, поскольку слои разогреваются ударной волной не так сильно, чем в модели, основанной на уравнении состояния BSk25.

Из рис. 3в видно, что слои, в которых образуются элементы первого или второго пиков, принадлежат внутренней части внешней коры (№ 11–15).

При нуклеосинтезе в более внешних оболочках (№ 8, 9) образуются элементы в области первого пика с $A \sim 80$ (рис. 3г). В близкой к поверхности оболочке № 2 (BSk25) нуклеосинтез под действием нейтронов почти не идет, а конечное распределение элементов образуется в результате взрывного нуклеосинтеза при прохождении ударной волны.

Основная причина расхождения в результатах нуклеосинтеза с разными уравнениями состояния — в различной скорости нуклеосинтеза, зависящей от динамики разлета вещества. Изменение скорости нуклеосинтеза в веществе слоев аналогичного состава приводит к образованию разного количества тяжелых элементов, особенно для элементов с атомным числом $A > 130$ и $A < 70$.

Имея расчетные данные для внутренних слоев внешней коры для двух вариантов расчетов, различающихся разными уравнениями состояния, мы получили интегральные кривые распространенности элементов $Y(A)$ (рис. 4), образующихся при разлете этой области звезды.

На рис. 4а приведена распространенность элементов, полученная для одинаковой массы вещества для обеих серий расчетов в веществе толстого слоя — суммы слоев массой $M \sim 0.00225 M_\odot$ при общей толщине этих слоев ~ 8.0 км (в модели BSk22 суммировались результаты слоев с 9 по 18, а в BSk25 учитывались половина массы слоя 8 и слои с 9 по 15 — см. табл. 2 и табл. 3).

В результате нуклеосинтеза во внешней коре образуются элементы в диапазоне атомных масс от $A = 80$ до $A = 130$, и разные схемы усреднения по слоям (рис. 4б) не влияют заметно на результат.

Интегральные результаты по распространенности $Y(A)$, полученные на основе моделирования взрыва маломассивной нейтронной звезды с использованием разных уравнений состояния (BSk22, BSk25), различаются заметно, особенно в области кадмиевого пика.

Различие результатов в основном происходит из-за разной динамики временной зависимости температуры вдоль рассмотренных траекторий при использовании разных уравнений состояния. Ключевым фактором является величина скачка температуры при достижении слоя ударной волной (см. значения $T_9^{\max}(t)$ в табл. 2 и 3). При использовании модели BSk25 максимальная температура повышается в разы, что приводит к значительно более интенсивной фотодиссоциации большинства образовавшихся в слабом γ -процессе тяжелых ядер и к уменьшению их заряда и атомного числа. А после прохождения ударной волны плотности свободных нейтронов в большинстве слоев мала для возобновления γ -процесса, и конечный элементный состав вещества слоя в основном определяется протеканием взрывного нуклеосинтеза.

Сравнивая расчетные значения $Y(A)$ с наблюдениями, видно, что расчеты с уравнением состояния BSk25 лучше воспроизводят положения пиков на кривой распространенности. Но делать выводы о перспективности модели уравнения состояния для моделирования нуклеосинтеза пока недостаточно оснований, для этого следует, по крайней

мере, проанализировать результаты нуклеосинтеза во внутренней коре и, возможно, увеличить количество разных уравнений состояния. Наши расчеты показывают заметно большую зависимость от уравнения состояния, чем, например, в работе [43]. Возможно, причина в рассмотрении нами нуклеосинтеза только в слоях внешней коры для ограниченной области значений отношения числа нейтронов к числу зародышевых ядер, в которой $Y_e > 0.3$.

На рис. 4б приведены $Y(A)$, полученные в расчетах нуклеосинтеза в модели BSk25 для двух разной толщины слоев (массой $M_{8-15} = 0.00225M_\odot$ и $M_{9-15} = 0.0020M_\odot$) с двумя разными параметрами моделирования отсутствующих треков $\rho(t)$ и $T_9(t)$ для слоев 10 и 13. Видно, что результаты устойчивы к погрешностям этих параметров.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В сценарии взрыва маломассивной нейтронной звезды, образующейся в процессе эволюции тесной двойной системы нейтронных звезд, сильно различающихся по массе, были проведены расчеты нуклеосинтеза тяжелых элементов. Рассмотрено два варианта сценария, развитие которых было обусловлено использованием разных уравнений состояния для описания нейтронной материи и расчетов массовых характеристик на основе подхода Хартри—Фока с эффективным взаимодействием типа Скимма — BSk22 и BSk25.

В результате моделирования взрыва и нуклеосинтеза для этих сценариев были выявлены изменения характера распространения ударной волны и заметное различие распространенности тяжелых элементов при нуклеосинтезе в веществе внутренних слоев внешней коры с $0.29 < Y_e < 0.45$, что определило темп нуклеосинтеза и различие в конечном составе слоев.

Показано, что, хотя состав внутренних слоев внешней коры перед взрывом при использовании разных уравнений состояния различался незначительно, но различия в динамике распространения ударной волны и сброса оболочки были заметны. Так, при использовании модели BSk25 ударная волна распространялась вдвое медленнее, чем при использовании модели BSk22, а пиковое значение температуры увеличилось в несколько раз.

Эти изменения динамики разлета и параметров траекторий привели к изменению характера нуклеосинтеза и к заметной разнице расчетных распространенностей тяжелых элементов как в однотипных слоях, так и в интегральной распространенности образованных элементов для значительной части вещества внешней коры. Несмотря на высокую плотность свободных нейтронов в веществе внешней коры, отношение количества свободных

нейтронов к числу зародышевых ядер $n/\text{seeds} \lesssim 5$, в то время как для протекания полного г-процесса n/seeds должно быть больше 20 [44]. Поэтому в нашем случае реализуется лишь слабый г-процесс, прерываемый при прохождении ударной волны всплеском взрывного нуклеосинтеза, меняющим распределение образованных изотопов. В целом, благодаря широкому разбросу начальных зародышевых ядер (Z меняется от 26 до 40), во внешней коре образуются элементы от первого до второго пиков ($A_1 \sim 80$ и $A_2 \sim 130$).

В сценарии обдираания разрушается вся звезда, и масса выброшенных тяжелых элементов должна быть много больше оцененного количества тяжелых элементов из внутренних слоев внешней коры. Поэтому для реалистичного сравнения с результатами нуклеосинтеза в сценарии слияния должен быть учтен и вклад от нуклеосинтеза при разлете вещества внутренней коры. В целом масса нейтроноизбыточного вещества, образованного при взрыве маломассивной нейтронной звезды, должна быть в разы больше, чем при классическом варианте слияния нейтронных звезд примерно равных масс, которое оценивается как $M_{ej} \sim (n \times 10^{-4} - 0.01)M_\odot$ [13, 43]. А это значит, что даже при малой доле реализации рассмотренного сценария в общем числе сливающихся двойных систем нейтронных звезд вклад нуклеосинтеза тяжелых элементов при взрыве маломассивной нейтронной звезды в общее наблюдаемое количество тяжелых элементов за железным пиком может быть порядка или превышать количество тяжелых элементов, выбрасываемых в окружающую среду в виде джетов и ветра при основном варианте эволюции тесной двойной системы — слиянии нейтронных звезд сравнимых масс. Согласно нашим предварительным расчетам нуклеосинтеза во внутренней коре [15], тяжелые ядра вплоть до актинидов должны образовываться при взрыве ММНЗ, но для корректного описания нуклеосинтеза при расширении внутренних слоев нужно правильно учесть процессы декомпрессии сверхплотного вещества [45].

Настоящая работа по моделированию нуклеосинтеза в веществе внешней коры при взрыве маломассивной нейтронной звезды была поддержана грантом Российского научного фонда (проект № 21-12-00061).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. N. R. Tanvir, A. J. Levan, C. González-Fernández, O. Korobkin, I. Mandel, S. Rosswog, J. Hjorth, P. D'Avanzo, A. S. Fruchter, C. L. Fryer, T. Kangas, B. Milvang-Jensen, S. Rosetti, D. Steeghs, R. T. Wollaeger, Z. Cano, *et al.*, *Astrophys. J.* **848**, L27 (2017).

2. N. Domoto, M. Tanaka, D. Kato, K. Kawaguchi, K. Hotokezaka, and S. Wanajo, *Astrophys. J.* **939**, 8 (2022).
3. O. Korobkin, S. Rosswog, A. Arcones, and C. Winteler, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **426**, 1940 (2012).
4. S. Rosswog, O. Korobkin, A. Arcones, F.-K. Thielemann, and T. Piran, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **439**, 744 (2014).
5. D. Martin, A. Perego, A. Arcones, F.-K. Thielemann, O. Korobkin, and S. Rosswog, *Astrophys. J.* **813**, 2 (2015).
6. J. P. A. Clark and D. M. Eardley, *Astrophys. J.* **215**, 311 (1977).
7. P. Haensel, A. Yu. Potekhin, and D. G. Yakovlev, *Neutron Stars, Equation of State and Structure* (Springer, New York, 2007), Vol.1.
8. С. И. Блинников, И. Д. Новиков, Т. В. Переводчикова, А. Г. Полнарев, *Письма в Астрон. журн.* **10**, 422 (1984) [S. I. Blinnikov, I. D. Novikov, T. V. Perevodchikova, and A. G. Polnarev, *Sov. Astron. Lett.* **10**, 177 (1984)].
9. S. I. Blinnikov, V. S. Imshennik, D. K. Nadyozhin, I. D. Novikov, T. V. Perevodchikova, and A. G. Polnarev, *Sov. Astron.* **34**, 595 (1990).
10. B. P. Abbot *et al.*, *Astrophys. J. Lett.* **848**, L12, L13 (2017).
11. S. Blinnikov, D. Nadyozhin, N. Kramarev, and A. Yudin, *Astron. Rept.* **65**, 385 (2021).
12. S. Blinnikov, A. Yudin, N. Kramarev, and M. Potashov, *Particles* **5**, 198 (2022).
13. S. Rosswog, M. Liebendörfer, F.-K. Thielemann, M. B. Davies, W. Benz, and T. Piran, *Astron. Astrophys.* **341**, 499 (1999).
14. N. Farrow, X.-J. Zhu, and E. Thrane, *Astrophys. J.* **876**, 18 (2019).
15. I. V. Panov and A. V. Yudin, *Astron. Lett.* **46**, 518 (2020).
16. V. N. Kondratyev, *Universe* **7**, 487 (2021).
17. Chun-Ming Yip, Ming-Chung Chu, Shing-Chi Leung, and Lap-Ming Lin, *arXiv*: 2211.14023v1.
18. K. Sumiyoshi, S. Yamada, H. Suzuki, and W. Hillebrandt, *Astron. Astrophys.* **334**, 159 (1998).
19. J. M. Pearson, N. Chamel, A. Y. Potekhin, A. F. Fantina, C. Ducoin, A. K. Dutta, and S. Goriely, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **481**, 2994 (2018).
20. H. Sotani, K. Iida, K. Oyamatsu, and A. Ohnishi, *Prog. Theor. Exp. Phys.* **2014**, 051E01 (2014).
21. S. Goriely, N. Chamel, and J. M. Pearson, *Phys. Rev. C* **88**, 024308 (2013).
22. G. Audi, M. Wang, A. H. Wapstra, F. G. Kondev, M. MacCormick, X. Xu, and B. Pfeiffer, *Chin. Phys.* **36**, 1287 (2012).
23. M. Colpi, S. L. Shapiro, and S. A. Teukolsky, *Astrophys. J.* **339**, 318 (1989).
24. А. Юдин, *Письма в Астрон. журн.* **48**, 393 (2022).
25. N. A. Zemlyakov and A. I. Chugunov, *Particles* **5**, 225 (2022).
26. P. Haensel and A. V. Potekhin, *Astron. Astrophys.* **428**, 191 (2004).
27. N. N. Shchepochin, N. A. Zemlyakov, A. I. Chugunov, and M. E. Gusakov, *Universe* **8**, 582 (2022).
28. S. B. Ruster, M. Hempel, and J. Schaffner-Bielich, *Phys. Rev. C* **73**, 3 (2006).
29. И. Ю. Корнеев, И. В. Панов, *Письма в Астрон. журн.* **37**, 930 (2011) [I. Yu. Korneev and I. V. Panov, *Astron. Lett.* **37**, 864 (2011)].
30. D. K. Nadyozhin, I. V. Panov, and S. I. Blinnikov, *Astron. Astrophys.* **335**, 207 (1998).
31. И. В. Панов, *ЯФ* **81**, 57 (2018) [I. V. Panov, *Phys. At. Nucl.* **81**, 68 (2018)].
32. K. Langanke and G. Martinez-Pinedo, *Nucl. Phys. A* **673**, 481 (2000).
33. C. W. Gear, *Numerical Initial Value Problems in Ordinary Differential Equations* (Prentice-Hall, Englewood Cliffs, 1971).
34. S. I. Blinnikov and O. S. Bartunov, *Astron. Astrophys.* **273**, 106 (1993).
35. S. I. Blinnikov and N. V. Dunina-Barkovskaya, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **266**, 289 (1994).
36. Y. Aboussir, J. M. Pearson, A. K. Dutta, and F. Tondeur, *At. Data Nucl. Data Tables* **61**, 127 (1995).
37. P. Moeller, J. R. Nix, and K.-L. Kratz, *At. Data Nucl. Data Tables* **66**, 131 (1997).
38. P. Moeller, B. Pfeiffer, and K.-L. Kratz, *Phys. Rev. C* **67**, 055802 (2003).
39. T. Rauscher and F.-K. Thielemann, *At. Data Nucl. Data Tables* **75**, 1 (2000).
40. I. V. Panov, E. Kolbe, B. Pfeiffer, T. Rauscher, K.-L. Kratz, and F.-K. Thielemann, *Nucl. Phys. A* **747**, 633 (2005).
41. I. V. Panov, I. Yu. Korneev, T. Rauscher, G. Martinez-Pinedo, A. Kelic-Heil, N. T. Zinner, and F.-K. Thielemann, *Astron. Astrophys.* **513**, A61 (2010).
42. NuDat2, 2009, National Nuclear Data Center, Information Extracted from the NuDat 2 Database, <http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/>
43. D. Radice, A. Perego, K. Hotokezaka, S. A. Fromm, S. Bernuzzi, and L. F. Roberts, *Astrophys. J.* **869**, 130 (2018).
44. I. V. Panov and H.-Th. Janka, *Astron. Astrophys.* **494**, 829 (2009).
45. Г. С. Бисноватый-Коган, В. М. Чечёткин, *УФН* **127**, 2 (1979).

NUCLEOSYNTHESIS RESULTS' DEPENDENCE ON NEUTRON STAR EQUATION OF STATE

A. Yu. Ignatovskiy^{1),2)}, I. V. Panov^{1),2)}, A. V. Yudin¹⁾

¹⁾ NRC "Kurchatov Institute", Moscow, Russia

²⁾ Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University),
Dolgoprudnyi, Russia

The results of calculations of nucleosynthesis of heavy elements during the explosion of a low-mass neutron star are presented. Low-mass neutron star is formed as a result of the exchange of matter in the last stages of the evolution of a close binary system of neutron stars with a large initial mass asymmetry. Two variants of the scenario, which used different approximations of the equation of state of neutron star matter — BSk22 and BSk25, are considered. Their usage led to different expansion dynamics of the shells of a low-mass neutron star. It is shown that the character of shock wave propagation and the abundance of heavy elements formed in the inner layers of the outer crust with $0.29 < Y_e < 0.45$ for these two scenarios are different, although the composition of the outer crust before the explosion differs insignificantly. These differences in the scenarios lead to a noticeable difference in the calculated abundances of heavy elements both in these layers, and in the entire examined part of the outer crust.

ПОИСК ТЯЖЕЛОГО НЕЙТРИНО В РАСПАДЕ D_s^+ -МЕЗОНА© 2023 г. К. М. Иванов^{1)*}, Р. Н. Чистов^{1),2)}

Поступила в редакцию 02.03.2023 г.; после доработки 02.03.2023 г.; принята к публикации 02.03.2023 г.

Настоящая работа посвящена поиску гипотетического тяжелого стерильного нейтрино N на данных CMS на Большом адронном коллайдере, где N рождается в распаде D_s^+ -мезона с нарушением лептонного числа $D_s^+ \rightarrow \mu^+ N \rightarrow \mu^+ \mu^+ \pi^-$, а источником D_s^+ -мезонов являются полулептонные распады $B_s^0 \rightarrow D_s^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$. Представлены исследования Монте-Карло-симуляций сигнального распада, смоделированных в условиях детектора CMS. Сгенерировано и изучено несколько возможных точек в пространстве параметров тяжелого нейтрино ($m_N, |V_{\mu N}|^2$), где m_N и $|V_{\mu N}|^2$ являются массой и параметром смешивания (coupling parameter) соответственно. Проведено изучение кинематических и топологических параметров, участвующих в распаде частиц, оценены эффективности генератора и реконструкции. Полученные результаты будут использованы для последующего поиска распада $D_s^+ \rightarrow \mu^+ N$ на данных CMS.

DOI: 10.31857/S0044002723050227, EDN: IDXKBG

По материалам доклада на “ICPPA-2022”

1. ВВЕДЕНИЕ

Стандартная модель (СМ) физики элементарных частиц представляет собой красивую и завершенную теорию, последним кирпичиком которой стало триумфальное открытие бозона Хиггса на Большом адронном коллайдере в ЦЕРНе в 2012 г. [1]. Тем не менее, в настоящий момент достаточно очевидно, что она не может являться полной теорией всего, так как не описывает темную материю и барионную асимметрию во Вселенной, осцилляции и ненулевые массы нейтрино и другие явления. Поэтому очень важен поиск Новой Физики — частиц и эффектов за пределами СМ, объясняющих наблюдаемые нами явления и процессы.

Примером такой теории, которая расширяет СМ и позволяет корректно дополнить описание нейтринного сектора, является нейтринная минимальная Стандартная модель (ν MSM) [2, 3], в которой вводятся три правых майоровских синглетных фермиона — тяжелые нейтральные лептоны, они же стерильные нейтрино (т.е. такие, что в отличие от “обычных” нейтрино СМ не взаимодействуют с веществом, а могут лишь превращаться

в другие нейтрино посредством осцилляций). Обозначив стерильное нейтрино как N с массой m_N , можно ввести V_{lN} — элемент матрицы смешивания N с обычным нейтрино ν_l (где l отвечает за аромат), тогда $|V_{lN}|^2$ будет являться амплитудой вероятности взаимодействия (coupling parameter) N и ν_l . При этом тяжелое нейтрино может обладать ненулевым временем жизни, которое увеличивается при уменьшении массы или параметра смешивания: $\tau_N \propto |V_{lN}|^{-2} m_N^{-2}$.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И МОТИВАЦИЯ

Поиски таких стерильных тяжелых нейтрино возможны в том числе в секторе физики тяжелых кварков [4], т.е. в распадах тяжелых адронов, таких как $B \rightarrow (X)\mu N$, $D \rightarrow (X)\mu N$ и аналогичных (где X обозначает какие-то иные частицы). В таком случае m_N может варьироваться в области относительно малых масс порядка [0.1–5] ГэВ, что является весьма многообещающим как для космологии, так и для феноменологии [5]. Подобные поиски ранее велись, например, коллаборациями Belle [6] и LHCb [7] в распадах B -мезонов, где были поставлены верхние пределы на $|V_{\mu N}|^2$ в зависимости от массы N .

Мы считаем, что аналогичные исследования можно выполнить и на данных эксперимента CMS на большом адронном коллайдере, проведя поиск тяжелого стерильного нейтрино в распаде D_s^+ -мезона (здесь и далее в тексте работы подразумевается равное присутствие заряженно-сопряженных частиц). Аргументацией в поддержку

¹⁾Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Россия.

²⁾Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, Москва, Россия.

*E-mail: ivanov.km@phystech.edu

этого служит в том числе наша предыдущая работа, посвященная изучению источников D_s^+ -мезонов в эксперименте CMS [8]. Так, было установлено, что с использованием специального набора данных **BParking**, записанного в 2018 г. и обогащенного полуплептонными распадами тяжелых адронов, можно восстановить более 1.7 млн сигнальных событий $B_s^0 \rightarrow D_s^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$, где D_s^+ восстанавливается в моде $D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+ \rightarrow K^+ K^- \pi^+$. Зная относительную вероятность (branching fraction) этой моды распада D_s^+ из PDG [1], суммарно это дает нам потенциал около 8×10^7 D_s^+ -мезонов в целом (рождающихся из полуплептонного распада B_s^0).

Используя это огромное количество событий с D_s^+ -мезонами, мы хотим провести поиск тяжелого нейтрино в распаде $D_s^+ \rightarrow \mu^+ N \rightarrow \mu^+ \mu^+ \pi^-$. Диаграмма для данного процесса представлена на рис. 1. Хотя возможен и распад тяжелого нейтрино на пару $\mu^+ \pi^-$, нас прежде всего интересует именно канал $N \rightarrow \mu^+ \pi^-$, так как в конечном состоянии распада D_s^+ -мезона окажутся два мюона одного знака. Данный процесс запрещен в СМ из-за нарушения закона сохранения лептонного числа, поэтому мы ожидаем малое присутствие фоновых событий от процессов в рамках СМ, что поможет поиску такого сигнала Новой Физики. Настоящая работа посвящена предварительным исследованиям, необходимым для такого поиска — мы изучаем сигнальный распад $B_s^0 \rightarrow D_s^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$, $D_s^+ \rightarrow \mu^+ N \rightarrow \mu^+ \mu^+ \pi^-$ на данных, сгенерированных компьютерной симуляцией методом Монте-Карло.

3. МОНТЕ-КАРЛО-СИМУЛЯЦИЯ И РЕКОНСТРУКЦИЯ

В работе используются данные компьютерного моделирования (симуляции) методом Монте-Карло (далее — МК). Процедура проходит в несколько этапов, первый из которых состоит в моделировании pp -столкновений и генерации B_s^0 -мезона в программе **PYTHIA** v8.230 [9]. После чего в пакете **EVTGEN** v1.6.0 [10] моделируется его распад $B_s^0 \rightarrow D_s^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$ с последующим распадом $D_s^+ \rightarrow \mu^+ N \rightarrow \mu^+ \mu^+ \pi^-$. При этом для тяжелого нейтрино N задано четыре варианта его параметров: два с массой $m_N = 1$ ГэВ и $c\tau = 1$ см и 10 см и два с массой $m_N = 1.5$ ГэВ и $c\tau = 1$ см и 10 см. Излучение фотонов в конечном состоянии учитывается с использованием пакета **PHOTOS** [11, 12]. Сгенерированные события в дальнейшем пропускаются через детальное моделирование взаимодействия с детектором CMS [13] в программе **GEANT4** [14], после чего проходят описанную далее процедуру реконструкции. При генерации

симуляции были заложены также “генераторные фильтры” (критерии отбора), которые ограничивают поперечный импульс p_T и псевдобыстроту η частиц до того уровня, на котором возможно адекватное восстановление (реконструкция) этих частиц в детекторе CMS (detector acceptance). В частности, мы требуем от продуктов распада N (т.е. мюон и пион) $p_T > 0.5$ ГэВ и $|\eta| < 2.5$. Кроме того, чтобы соответствовать триггерам набора данных **BParking** [8], мы требуем наличие в событии высокоэнергичного мюона с $p_T > 6.8$ ГэВ и $|\eta| < 1.55$.

Для того чтобы оценить параметр $|V_{\mu N}|^2$ для сгенерированных нами тяжелых нейтрино, мы используем нижеприведенную формулу (13 из статьи [15]), которая дает нам оценку на $|V_{\mu N}|^2$ от 4.1×10^{-2} до 5.4×10^{-4} :

$$\Gamma_N \approx 10.95 \cdot \frac{G_F^2 m_N^5}{96\pi^3} |V_{\mu N}|^2 \longrightarrow |V_{\mu N}|^2 = \frac{0.41}{m_N [\text{ГэВ}] \cdot c\tau [\text{мм}]} \quad (1)$$

Все четыре сгенерированных набора данных проходят через одинаковую процедуру реконструкции. Схематично топология распада представлена на рис. 2. Восстановление начинается с отбора мюона и противоположного ему по заряду трека адрона с присвоенной массовой гипотезой пиона. Требуется, чтобы частицы имели $|\eta| < 2.4$, $p_T(\mu^+) > 3$ ГэВ и $p_T(\pi^-) > 0.5$ ГэВ. Далее к мюону и пиону применяется кинематический фит в общую вершину, причем χ^2 вероятность фита должна быть не менее 1%. Полученный N -кандидат комбинируется с еще одним мюоном того же заряда, что и первый мюон, после чего частицы аппроксимируются в одну вершину (с вероятностью не менее 1%). Инвариантная масса $N\mu^+$ должна лежать в области ± 60 МэВ от известной табличной массы D_s^+ -мезона [1] (чуть больше трех детекторных разрешений), а получившийся D_s^+ -кандидат должен иметь $p_T > 8$ ГэВ.

Для получения частично-восстановленного B_s^0 -мезона (так как экспериментально восстановить нейтрино в детекторе CMS не представляется возможным) мы добавляем еще один мюон, противоположный по заряду первым двум, затем к нему и D_s^+ -кандидату применяется кинематический фит в общую вершину. Требуется, чтобы χ^2 вероятность такого фита превышала 1% и $p_T(B_s^0) > 12$ ГэВ. Для обеспечения надежности процедуры реконструкции накладывается ряд топологических ограничений. Так, значимость отлета B_s^0 в поперечной плоскости от области первичной вершины pp -столкновений (ПВ) и значимость отлета D_s^+ от

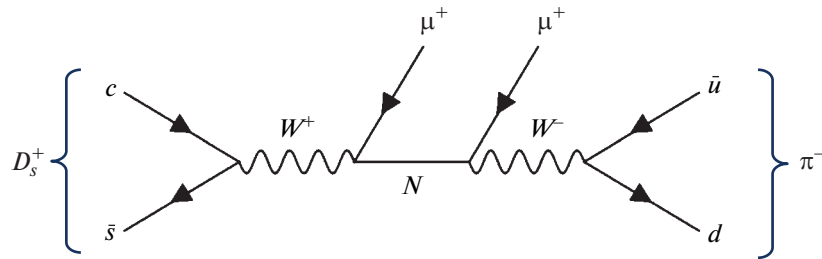


Рис. 1. Диаграмма распада $D_s^+ \rightarrow \mu^+ N \rightarrow \mu^+ \mu^+ \pi^-$.

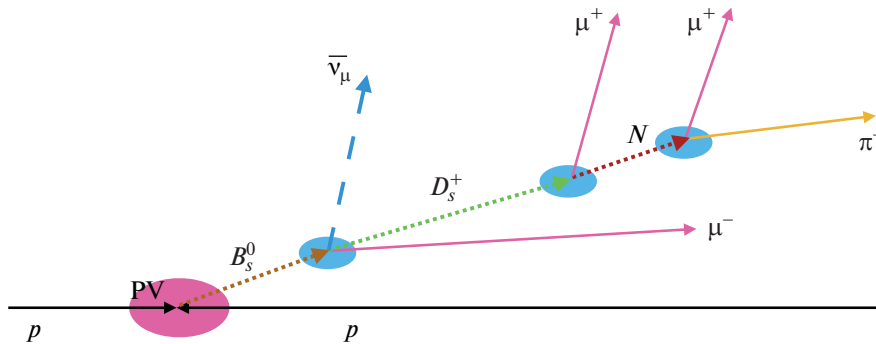


Рис. 2. Схема топологии сигнала распада.

вершины распада B_s^0 -мезона должны превышать три стандартных отклонения, а значимость отлета тяжелого нейтрино N от вершины распада D_s^+ -мезона должна быть не меньше 1 стандартного отклонения, при этом косинус угла между импульсом B_s^0 и направляющей от ПВ к вершине B_s^0 должен быть $\cos(B_s^0, \text{ПВ}) > 0.9$. Помимо требований ко всем мюонам $|\eta| < 2.4$, $p_T(\mu) > 3$ ГэВ, хотя бы один из них должен иметь $p_T > 7$ и $d_{xy}/\sigma_{d_{xy}} > 3$ (где d_{xy} — прицельный (impact) параметр, определяемый как наименьшее расстояние между ПВ и треком) для прохождения триггера набора BParking.

Для подавления фона в моделировании от восстановленных кандидатов, не совместимых со сгенерированным в событии распадом, потребовано соответствие восстановленных частиц с теми, что были сгенерированы в результате симуляции, с помощью наложения ограничения на $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$ между трехмерным импульсом восстановленной и сгенерированной частицей. Для мюонов ΔR должен быть < 0.004 , а для пионов < 0.02 .

4. ИЗУЧЕНИЕ СИГНАЛОВ

После восстановления сигнала распада (описанного в предыдущем разделе) было проведено качественное изучение кинематических и топологических распределений для разных частиц

и различных сгенерированных наборов. Так, например, на рис. 3 представлены распределения поперечному импульсу для мюонов и стерильных нейтрино. Они находятся в согласии с физическим смыслом — мюон, рожденный в распаде тяжелого нейтрино, имеет больший импульс для более массивного N (в соответствии с законами сохранения), также как и более тяжелое нейтрино имеет больший p_T (а вот для μ^+ из D_s^+ ситуация обратная).

Важным этапом исследования является изучение и аппроксимация распределений по инвариантной массе для сигналов $N \rightarrow \mu^+ \pi^-$ и $D_s^+ \rightarrow \mu^+ N$. Результаты для одного из сгенерированных наборов представлены на рис. 4, где фитирование распределений выполнено двойной функцией Гаусса с общим средним для сигнальной компоненты и полиномом первой степени для возможных фоновых событий (конечно, крайне немногочисленных в симуляции). Полученные детекторные разрешения σ_{eff} для сигналов N и D_s^+ приведены в табл. 1. Видно, что для более легкого нейтрино разрешение лучше (что ожидаемо из-за меньшего фазового объема), в то время как разрешение D_s^+ оказалось независимым от параметров нейтрино.

5. ПОДСЧЕТ ЭФФЕКТИВНОСТЕЙ

Одним из главных результатов, получаемых в МК-симуляции и далее необходимых при поиске

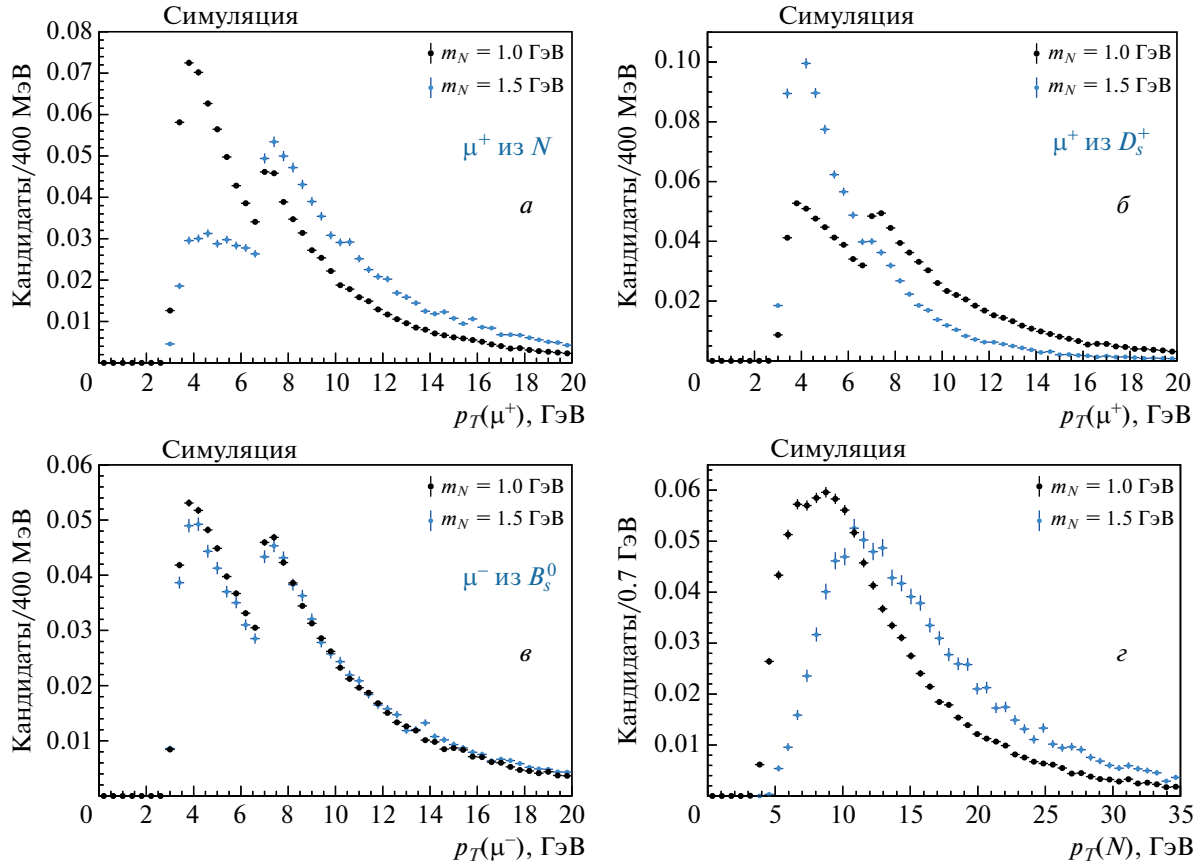


Рис. 3. Кинематические распределения по поперечному импульсу p_T для мюонов и тяжелого нейтрино при параметрах генерации $m_N = 1$ ГэВ и $c\tau = 10$ см.

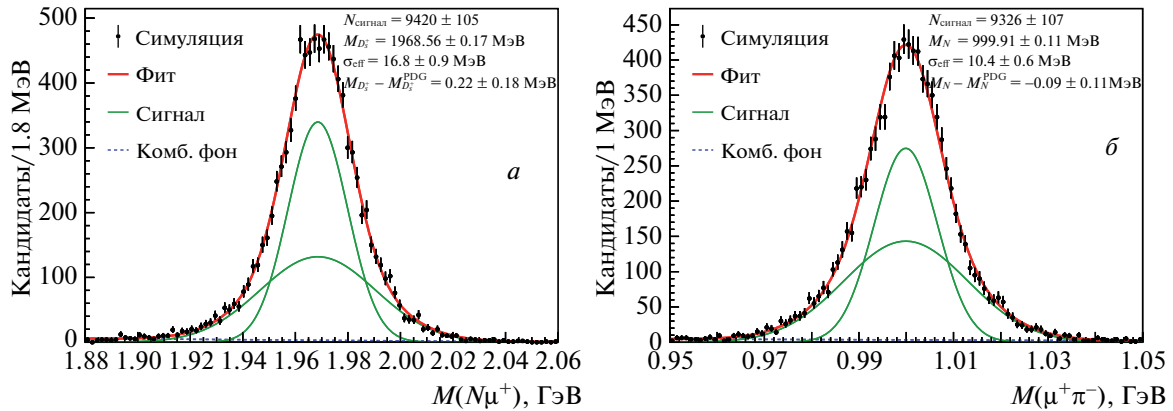


Рис. 4. Распределения по инвариантной массе $N\mu^+$ (а) и $\mu^+\pi^-$ (б) кандидатов для тяжелого нейтрино при параметрах генерации $m_N = 1$ ГэВ и $c\tau = 1$ см с наложенными результатами аппроксимации.

сигнала уже на реальных данных pp -столкновений, является эффективность ϵ . Она определяется как произведение двух компонент, первая из которых — генераторная эффективность $\epsilon_{\text{ген}}$, представляющая из себя эффективность слабых требований, наложенных на генераторном уровне (вы-

шеописанных генераторных фильтров); вычисляется как доля независимо сгенерированных событий, прошедших эти требования. Второй компонентой является эффективность нашего алгоритма реконструкции распада и наложенных критериев отбора $\epsilon_{\text{rec-sel}}$; вычисляется как отношение восстановленного сигнала из аппроксимации к суммарному чис-

Таблица 1. Информация об изучаемых в работе наборах данных МК-симуляций

Параметры N	$\sigma_{\text{eff}}(N)$	$\sigma_{\text{eff}}(D_s^+)$	$\epsilon_{\text{gen}}, 10^{-2}$	$\epsilon_{\text{rec-sel}}, 10^{-3}$	$\epsilon, 10^{-4}$
$m_N = 1 \text{ ГэВ}, c\tau = 1 \text{ см}$	10.4 ± 0.6	16.8 ± 0.9	1.52 ± 0.03	9.03 ± 0.10	1.37 ± 0.03
$m_N = 1 \text{ ГэВ}, c\tau = 10 \text{ см}$	11.0 ± 0.3	17.2 ± 0.4	1.50 ± 0.03	8.00 ± 0.04	1.20 ± 0.03
$m_N = 1.5 \text{ ГэВ}, c\tau = 1 \text{ см}$	16.1 ± 0.7	17.5 ± 2.1	1.45 ± 0.03	6.64 ± 0.18	0.96 ± 0.03
$m_N = 1.5 \text{ ГэВ}, c\tau = 10 \text{ см}$	14.9 ± 1.1	17.9 ± 0.6	1.49 ± 0.03	5.26 ± 0.06	0.78 ± 0.02

лу сгенерированных событий в наборе, прошедших генераторные фильтры.

В табл. 1 представлены результаты подсчета эффективностей для всех четырех сгенерированных наборов. Видно, что в целом результаты получаются порядка $\epsilon \sim 10^{-4}$. С учетом вышеприведенной оценки числа D_s^+ -мезонов как $\sim 10^8$ для получения значимого числа сигнальных событий тяжелого нейтрино на реальных данных относительная вероятность (бренчинг $\mathcal{B}(D_s^+ \rightarrow \mu^+ N)$) должна быть порядка $\gtrsim 10^{-3}$, что является довольно существенным допущением.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей статье выполнена работа по изучению распада $B_s^0 \rightarrow D_s^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$, $D_s^+ \rightarrow \mu^+ N \rightarrow \mu^+ \mu^+ \pi^-$ на данных, сгенерированных компьютерной симуляцией методом Монте-Карло в условиях детектора CMS на БАК. Помимо подготовки непосредственно сгенерированных симуляций, нами был также разработан алгоритм реконструкции цепочки распада. Полученные нами результаты планируются к использованию для дальнейшего поиска запрещенного в рамках Стандартной модели распада D_s^+ с участием тяжелого нейтрино N (частицы Новой Физики) уже на реальных данных эксперимента CMS. Качественное изучение кинематических и топологических переменных позволит провести оптимизацию критериев отбора, полученные в симуляции формы сигналов можно применить для аппроксимации реальных данных, а эффективности будут использованы для оценки относительной вероятности искомого распада (или ее верхнего предела).

Авторы благодарят своего коллегу Н.К. Петрова за многочисленные полезные обсуждения и ценные замечания при подготовке данной публикации. Исследование было выполнено за счет средств гранта Российского научного фонда № 22-22-00401.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. R. L. Workman *et al.* (Particle Data Group), PTEP **2022**, 083C01 (2022).
2. T. Asaka, S. Blanchet, and M. Shaposhnikov, Phys. Lett. B **631**, 151 (2005), hep-ph/0503065.
3. T. Asaka and M. Shaposhnikov, Phys. Lett. B **620**, 17 (2005), hep-ph/0505013.
4. D. Gorbunov and M. Shaposhnikov, JHEP **0710**, 015 (2007) [JHEP **1311**, 101 (Erratum)], arXiv: 0705.1729.
5. Д. С. Горбунов, УФН **184**, 545 (2014).
6. M. T. Prim *et al.* (Belle Collab.), Phys. Rev. D **101**, 032007 (2020), arXiv: 1911.03186.
7. R. Aaij *et al.* (LHCb Collab.), Phys. Rev. Lett. **112**, 131802 (2014), arXiv: 1401.5361.
8. Я. А. Андреев, К. М. Иванов, Р. Н. Чистов, Краткие сообщения по физике ФИАН **50** (1), 42 (2023).
9. T. Sjostrand, S. Ask, J. R. Christiansen, R. Corke, N. Desai, P. Ilten, S. Mrenna, S. Prestel, C. O. Rasmussen, and P. Z. Skands, Comput. Phys. Commun. **191**, 159 (2015), arXiv: 1410.3012.
10. D. Lange, Nucl. Instrum. Methods A **462**, 152 (2001).
11. E. Barberio, B. van Eijk, and Z. Was, Comput. Phys. Commun. **66**, 115 (1991).
12. E. Barberio and Z. Was, Comput. Phys. Commun. **79**, 291 (1994).
13. S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), JINST **3**, S08004 (2008).
14. S. Agostinelli *et al.* (GEANT4 Collab.), Nucl. Instrum. Methods A **506**, 250 (2003).
15. B. Shuve and M. E. Peskin, Phys. Rev. D **94**, 113007 (2016), arXiv: 1607.04258.

SEARCH FOR HEAVY STERILE NEUTRINO FROM D_s^+ MESON DECAYK. M. Ivanov¹⁾, R. N. Chistov^{1),2)}¹⁾ *Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University), Moscow, Russia*²⁾ *P.N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

The present analysis is dedicated to the search for a heavy sterile neutrino N using CMS Experiment (LHC) data. The hypothetical neutrino N is supposed to be produced in lepton-flavour violating decay $D_s^+ \rightarrow \mu^+ N \rightarrow \mu^+ \mu^+ \pi^-$, and D_s^+ mesons originate from the semi-leptonic $B_s^0 \rightarrow D_s^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$ decays. We present the studies of the signal decay using Monte-Carlo simulation samples with CMS detector conditions. Several points on $(m_N, |V_{\mu N}|^2)$ plane are generated for the sterile neutrino properties, where m_N and $|V_{\mu N}|^2$ are the expected mass of N and coupling parameter, respectively. We study kinematic and topological variables of the involved particles, generator and reconstruction efficiencies depending on N properties. The obtained results will be used for the future search of the $D_s^+ \rightarrow \mu^+ N$ decay on CMS data.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ИОНИЗАЦИОННЫХ ПОТЕРЬ В ЗАЗОРАХ ДЕТЕКТОРА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ НА ОСНОВЕ СЛОЯ ^{10}B И ГАЗОВОЙ КАМЕРЫ

© 2023 г. С. И. Поташев^{1)*}

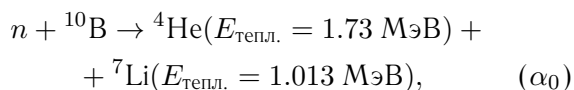
Поступила в редакцию 02.03.2023 г.; после доработки 20.04.2023 г.; принята к публикации 20.04.2023 г.

Выполнено моделирование ионизационных потерь в нескольких последовательных зазорах нейтронного детектора. Он основан на конвертере из твердого слоя бора-10 и газовой камере. Показано, что распределение ионизационных потерь в газовых зазорах существенно меняется в зависимости от энергии падающих нейтронов. Этот факт можно использовать для контроля энергии потока нейтронов с помощью этого детектора.

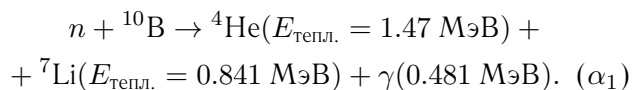
DOI: 10.31857/S0044002723050355, EDN: IFDUYA

1. ВВЕДЕНИЕ

Позиционно-чувствительный нейтронный детектор (ПЧНД), основанный на ^{10}B или $^{10}\text{B}_4\text{C}$ слоях, совмещенных с газовой камерой, недавно были построены в Германии [1], Италии [2], Китае [3] и в нашей Лаборатории атомного ядра ИЯИ РАН [4, 5]. Наш детектор, в отличие от детекторов всех других лабораторий и предназначенных прежде всего для регистрации тепловых и медленных нейтронов, также подходит для детектирования быстрых нейтронов с энергиями свыше 1 МэВ [6]. Он работает благодаря ядерным реакциям:



и



Ионизационные потери вторичного ядра прямо зависят от угла вылета и энергии (в МэВ-ном диапазоне) вылетающего ядра. Поэтому по этим значениям можно определить энергию нейтрона [7]. Заряженная частица, например ядро ^4He или ^7Li , может быть идентифицирована и определена ее энергия по ионизационным потерям в последовательных газовых промежутках детектора [8]. Чрезвычайно важной особенностью нашего детектора является также возможность определять вклады различных каналов реакций, например, α_0 и α_1 ,

которая недавно нами использовалась в эксперименте с помощью прототипа детектора [9]. Новый детектор позволит расширить возможности для исследования взаимодействия нейтронов с легкими ядрами, такими как ^6Li , ^7Li , ^9Be , ^{10}B , ^{11}B и другими, с определением величины начальной энергии нейтрона.

2. РЕГИСТРАЦИЯ НЕЙТРОНОВ ПО ИОНИЗАЦИОННЫМ ПОТЕРЯМ В ЗАЗОРАХ

Детектор имеет следующую структуру. Изотоп бор-10 толщиной 0.003 мм осаждается на стеклянной или кремниевой пластине во внутренней части детектора. Анодами служат сетки из проволоки из вольфрам-рениевого сплава диаметром $d_A = 0.02$ мм, покрытых золотом и натянутых на прямоугольные каркасы, а катодами — сетки из таких же проволок диаметром $d_C = 0.05$ мм. Сборка из чередующихся плоскопараллельных анодных и катодных сеток с одинаковыми газовыми зазорами образует пропорциональную камеру.

С проволочек этих сеток регистрируются зарядовые сигналы. Детектор заполнен газовой смесью $\text{Ar} + 25\%\text{CO}_2$ при атмосферном давлении.

Каждый из четырех газовых зазоров имеет величину 2.5 мм, оптимальную для регистрации нейтронов в диапазоне энергий от 1.8 до 4 МэВ. Ядра ^4He и ^7Li из вышеупомянутых ядерных реакций могут быть зарегистрированы в проволочной пропорциональной камере. Зарегистрированные амплитуды импульсов от четырех проволочных сеток пропорциональны потерям на ионизацию в газовых промежутках.

¹⁾Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва, Россия.

*E-mail: potashev@inr.ru

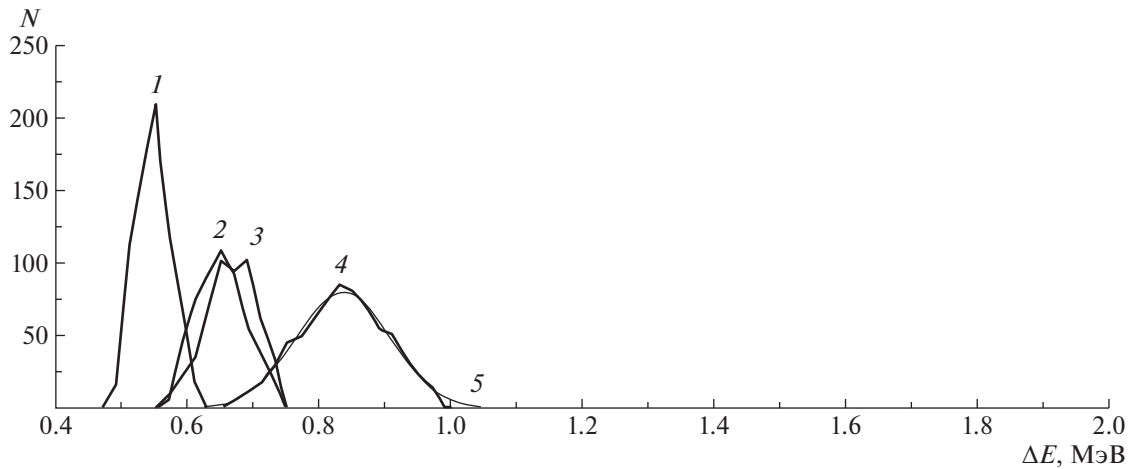


Рис. 1. Спектры ионизационных потерь альфа-частиц от α_0 -реакции при $E_n = 1.8$ МэВ. Кривые: 1 — в нулевом газовом зазоре; 2 и 3 — в первом и втором газовых зазорах детектора, если сигнал третьего газового зазора выше порога 0.1 МэВ; 4 — спектры сигналов суммы потерь на ионизацию от второго и третьего газовых зазоров; 5 — аппроксимация Гаусса.

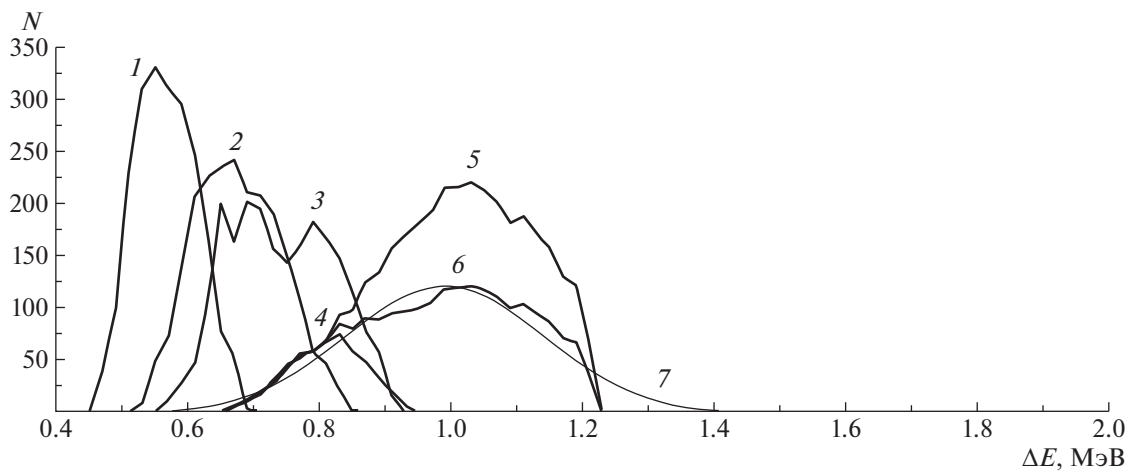


Рис. 2. Спектры ионизационных потерь альфа-частиц от α_0 - и α_1 -реакций при $E_n = 2.5$ МэВ. Кривые: 1 — в нулевом газовом зазоре; 2 и 3 — в первом и втором газовых зазорах детектора, если сигнал третьего газового зазора выше порога 0.1 МэВ; 4 — спектры сигналов ионизационных потерь от суммы второго и третьего газовых зазоров, образованные альфа-частицей отдельно в результате реакции α_0 ; 5 — тоже отдельно в результате реакции α_1 ; 6 — тоже в результате реакций α_0 и α_1 вместе; 7 — аппроксимация Гаусса.

3. НЕЙТРОННОЕ СЕЧЕНИЕ И АППРОКСИМАЦИЯ

Сечение тепловых нейтронов вплоть до $E_n = 0.1$ МэВ можно описать формулой:

$$\sigma_{th} = 10^{(-0.196 - 0.497 \cdot \lg(E))}. \quad (1)$$

Однако нейтронное сечение имеет сложное поведение в диапазоне нескольких МэВ. Мы получили формулу аппроксимации нейтронного сечения для E_n от 0.25 до 7 МэВ, используя данные справочника [10] и данные из библиотек ENDF и JENDL:

$$\sigma = \sum A_i \exp(-0.5((E - E_{ci})/w_i)^2), \quad (2)$$

i — от 1 до 6.

Здесь:

$$\begin{aligned} A_1 &= 0.93; & E_{c1} &= 0.32; & w_1 &= 0.40; \\ A_2 &= 0.54; & E_{c2} &= 0.30; & w_2 &= 1.80; \\ A_3 &= 0.36; & E_{c3} &= 0.30; & w_3 &= 2.75; \\ A_4 &= 0.30; & E_{c4} &= 0.45; & w_4 &= 3.70; \\ A_5 &= 0.11; & E_{c5} &= 1.60; & w_5 &= 6.10; \\ A_6 &= 0.049; & E_{c6} &= 6.0; & w_6 &= 15.0. \end{aligned}$$

Использовались значения соотношения вкладов α_0 - и α_1 -реакций из работы [11]. Для моделирования ионизационных потерь заряженных частиц в зазорах детектора была создана программа на языке g++ в ОС Linux. Алгоритм программы

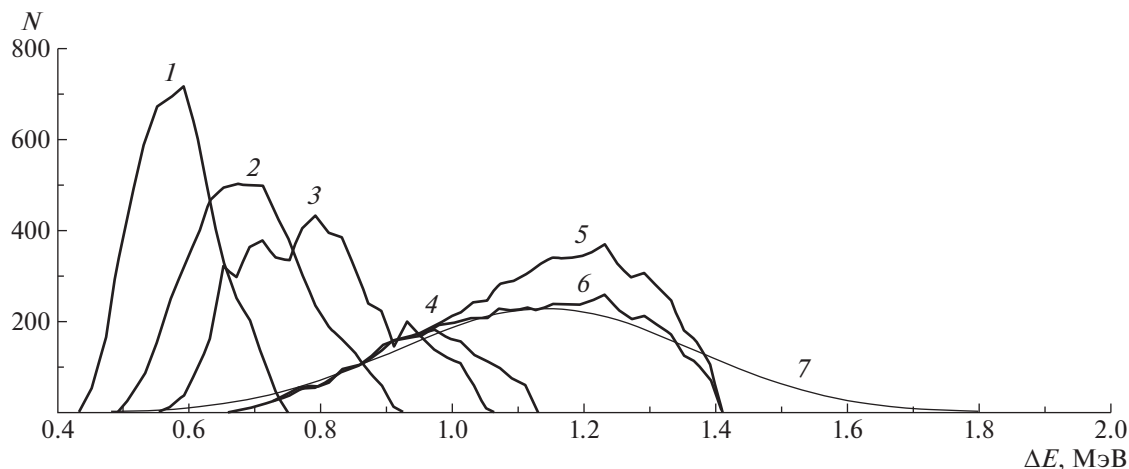


Рис. 3. Спектры ионизационных потерь альфа-частиц от α_0 - и α_1 -реакций при $E_n = 3$ МэВ. Кривые: 1 — в нулевом газовом зазоре; 2 и 3 — в первом и втором газовых зазорах детектора, если сигнал третьего газового зазора выше порога 0.1 МэВ; 4 — спектры сигналов ионизационных потерь от суммы второго и третьего газовых зазоров, образованные альфа-частицей отдельно в результате реакции α_0 ; 5 — тоже отдельно в результате реакции α_1 ; 6 — тоже в результате реакций α_0 и α_1 вместе; 7 — аппроксимация Гаусса.

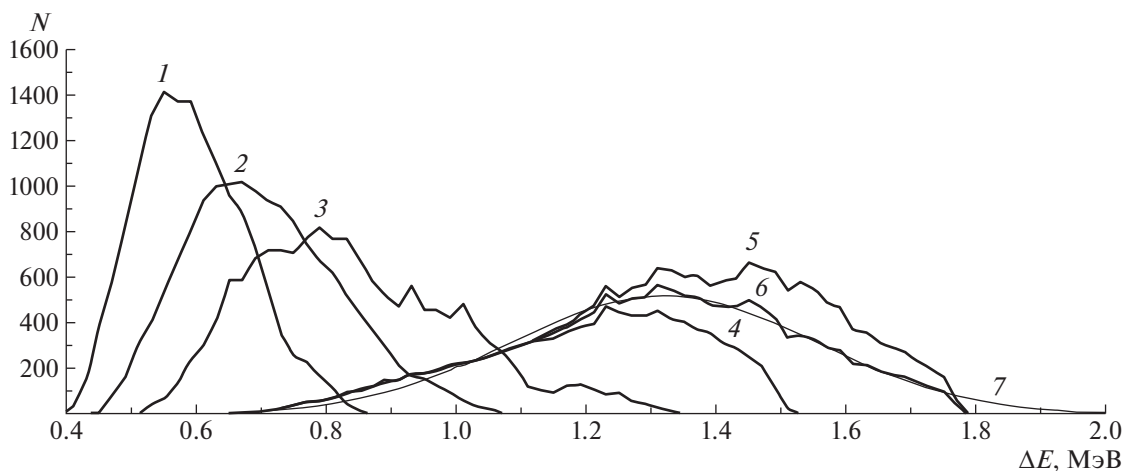


Рис. 4. Спектры ионизационных потерь альфа-частиц от α_0 - и α_1 -реакций при $E_n = 4$ МэВ. Кривые: 1 — в нулевом газовом зазоре; 2 и 3 — в первом и втором газовых зазорах детектора, если сигнал третьего газового зазора выше порога 0.1 МэВ; 4 — спектры сигналов ионизационных потерь от суммы второго и третьего газовых зазоров, образованные альфа-частицей отдельно в результате реакции α_0 ; 5 — тоже отдельно в результате реакции α_1 ; 6 — тоже в результате реакций α_0 и α_1 вместе; 7 — аппроксимация Гаусса.

следующий: произведено равномерное распределение случайного числа в диапазоне от -1 до $+1$ для косинуса угла вылета ядер в системе центра масс $\cos \theta_{\text{с.м.}}$, что обеспечивает равные телесные углы. В программе используется формула аппроксимации нейтронного сечения, таблица удельных ионизационных потерь и релятивистские законы сохранения импульса и энергии.

3.1. Моделирование ионизационных потерь при 1.8 МэВ

α_0 -Реакция реализуется только с испусканием ^4He и ^7Li ядер без γ -кванта. Энергии ядер ^4He и ^7Li

из α_1 -реакции с испусканием ^4He , ^7Li и γ -кванта при энергии 1.8 МэВ недостаточно, чтобы вызвать событие. Нумерация газовых зазоров ведется от нуля до трех.

Предположим, что триггер срабатывает при получении сигнала от последнего третьего зазора. В этом случае принимаются во внимание энергетические потери только ядра ^4He из-за того, что сигнал от ядра ^7Li отсутствует. Порог 0.1 МэВ в третьем промежутке установлен для подавления фона. Смоделированные спектры потерь на ионизацию альфа-частиц от α_0 -реакции в нулевом, первом и втором газовых промежутках детектора

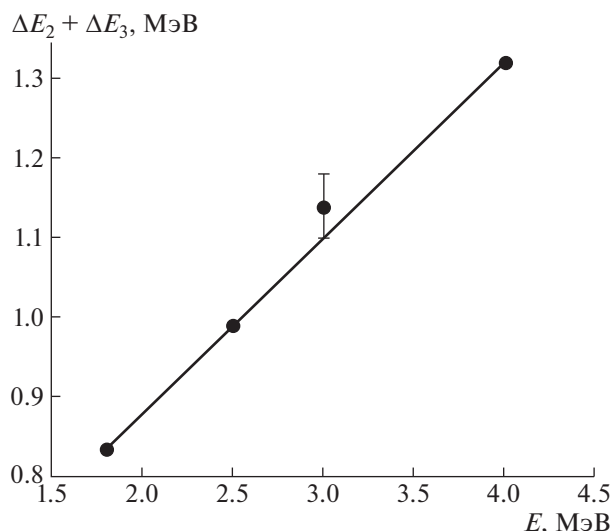


Рис. 5. Положение максимума в распределении аппроксимации Гаусса в спектре суммы сигналов второго и третьего газовых зазоров для α_0 - и α_1 -реакций вместе в зависимости от энергии потока нейтронов. Прямая линия — линейная аппроксимация.

при наличии сигнала третьего газового промежутка при $E_n = 1.8$ МэВ представлены на рис. 1. Потери энергии увеличиваются, а спектр расширяется при увеличении индекса зазора. Для каждого полезного события также суммировались остаточные потери энергии во втором и третьем промежутках. Смоделированные спектры суммарного сигнала ионизационных потерь от второго и третьего газового промежутка, создаваемого альфа-частицами из α_0 -реакции, также показаны на рис. 1. Аппроксимация распределением Гаусса последней упомянутой кривой была выполнена для определения положения его максимума. Индекс зазора, в котором останавливается частица, может указывать на неточную величину энергии нейтрона.

3.2. Моделирование ионизационных потерь при 2.5 МэВ

Реакция α_1 с испусканием ^4He , ^7Li и γ -кванта должна учитываться при $E_n = 2.5$ МэВ и выше. На рис. 2 показаны расчетные спектры ионизационных потерь альфа-частицы из обеих реакций α_0 и α_1 в нулевом, первом и втором газовых зазорах детектора, если в третьем газовом зазоре появляется сигнал при $E_n = 2.5$ МэВ. Можно видеть, что расстояние между максимумами в спектрах для трех номеров газовых зазоров увеличивается и спектры еще более расширяются. На рис. 2 также показаны расчетные спектры суммарного сигнала от второго и третьего газовых зазоров, производимых альфа-частицей из реакции: α_0 , α_1 , а также из обеих этих

реакций вместе. Выполнена математическая подгонка гауссового распределения к последней из вышеупомянутых кривых для того, чтобы определить положение его максимума. Разность между энергетическими потерями реакций α_0 и α_1 возникает за счет энергии 0.481 МэВ, унесенной γ -квантом. Следовательно, энергия ядер ^4He и ^7Li уменьшается, а энергия их потерь — увеличивается. События, принадлежащие только ядерной реакции α_0 , можно отобрать, применяя нижний и верхний пороги в третьем (или/и другом любом зазоре). Затем можно получить вклад реакции α_1 вычитанием вклада реакции α_0 из суммарного спектра.

3.3. Моделирование ионизационных потерь при 3 и 4 МэВ

Расчетные спектры ионизационных потерь ядра ^4He из обеих реакций α_0 и α_1 в нулевом, первом и втором газовых зазорах детектора, если получен сигнал от третьего зазора, показаны на рис. 3 и рис. 4 соответственно при энергии $E_n = 3$ МэВ и $E_n = 4$ МэВ. На рис. 3 и рис. 4 показаны также спектры суммарного сигнала ионизационных потерь от второго и третьего газовых зазоров, индуцированного альфа-частицей из реакций α_0 , α_1 , а также обеими реакциями α_0 и α_1 вместе. Неучтенная остаточная потеря энергии мала и ею можно пренебречь вплоть до $E_n = 4$ МэВ в случае, если альфа-частица прошла все зазоры и покинула детектор. Эта остаточная энергия влияет только на форму спектра, но не на положение максимума, которое используется в дальнейшем анализе энергии.

4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ НЕЙТРОННОГО ПОТОКА

Значения положения максимума в спектре сигнала суммы ионизационных потерь от второго и третьего газовых зазоров, индуцированных ядром ^4He от обеих реакций α_0 и α_1 вместе, могут быть использованы для восстановления характеристической энергии потока нейтронов, как это показано на рис. 5. Если принять за наиболее вероятное значение центр тяжести распределения суммы потерь и сопоставить его заданной энергии, то получим линейную зависимость от энергии. Здесь ошибки — это неопределенности энергии из-за несоответствия формы спектра и гауссовского распределения.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено моделирование потерь энергии в зазорах детектора быстрых нейтронов. Потери энергии увеличиваются, а спектр расширяется в зависимости от номера зазора. Величина положения

максимума в спектре сигнала суммы ионизационных потерь от второго и третьего газовых зазоров, индуцированных ^4He от обеих реакций α_0 и α_1 вместе, пропорциональна энергии нейтронов. События, относящиеся только к ядерной реакции α_0 , можно отобрать, применяя нижний и верхний пороги в последнем или/и любом другом зазоре детектора.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. M. Henske, M. Klein, M. Kohli, P. Lennert, G. Modzel, C. Schmidt, and U. Schmidt, Nucl. Instrum. Methods A **686**, 151 (2012).
2. F. Piscitelli, F. Messi, M. Anastasopoulos, T. Brys, F. Chicken, E. Dian, J. Fuzi, C. Hoglund, G. Kiss, J. Orban, P. Pazmandi, L. Robinson, L. Rosta, S. Schmidt, D. Varga, T. Zsiros, and R. Hall-Wilton, J. Instrum. **12**, 03013 (2017).
3. Jianrong Zhou, Q. Xiu, X. Zhou, Jianjin Zhou, L. Ma, Ch. J. Schmidt, M. Klein, Y. Xia, L. Zhou, C. Huang, G. Sun, B. Hu, Z. Sun, and Y. Chen, Nucl. Instrum. Methods A **953**, 163051 (2020).
4. S. I. Potashev, Yu. M. Burmistrov, A. I. Drachev, S. V. Zuyev, S. Kh. Karaevskii, A. A. Kasparov, E. S. Konobeevskii, S. P. Kuznetsov, V. N. Marin, V. N. Ponomarev, and G. V. Solodukhov, J. Surf. Investig. X-ray, Synchrotr. Neutr. Techn. **12**, 627 (2018).
5. S. I. Potashev, A. A. Afonin, Yu. M. Burmistrov, A. I. Drachev, E. S. Konobeevskii, V. N. Marin, I. V. Meshkov, S. Kh. Karaevskii, A. A. Kasparov, V. N. Ponomarev, G. V. Solodukhov, and S. V. Zuyev, Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **85**, 1068 (2021).
6. S. I. Potashev, A. I. Drachev, Yu. Burmistrov, S. Karaevsky, A. Kasparov, V. Ponomarev, and G. Solodukhov, EPJ Web Conf. **231**, 05010 (2020).
7. A. A. Каспаров, С. И. Поташев, А. А. Афонин, Ю. М. Бурмистров, А. И. Драчев, Изв. РАН. Сер. физ. **85**, 694 (2021).
8. I. Lehrs, R. Mattheewson, and W. Tejessy, Nucl. Instrum. Methods A **196**, 361 (1982).
9. S. I. Potashev, A. A. Kasparov, and V. N. Ponomarev, Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **86**, 1079 (2022).
10. *Tables of Physical Quantities*, Ed. by I. K. Kikoin (Atomizdat, Moscow, 1976).
11. R. Bevilacqua, F.-J. Hamsch, M. Vidali, I. Ruskov, and L. Lamia, EPJ Web of Conf. **146**, 11010 (2017).

IONIZATION LOSS SIMULATION IN GAPS OF FAST NEUTRON DETECTOR BASED ON ^{10}B LAYER AND GASEOUS CHAMBER

S. I. Potashev¹⁾

¹⁾*Institute for Nuclear Research of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

An ionization loss simulation in several sequent gaps of the neutron detector is performed. It is based on the rigid layer converter so as boron-10 and gaseous chamber. It was shown that the distribution of ionization losses over gas gaps varies significantly depending on the incident neutron energy. The fact can be used to control the energy of the neutron flux using this detector.