

СПЕКТРЫ МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ РЕАКЦИЙ $^{240}\text{Pu}(n, F)$, $^{239}\text{Pu}(n, F)$ И $^{238}\text{U}(n, F)$

*В. М. Маслов*¹

Объединенный институт энергетических и ядерных исследований, Минск

Спектры предделительных нейтронов являются индикатором распределения энергии реакции деления на кинетическую энергию осколков и энергию мгновенных нейтронов деления. На примере реакций $^{240}\text{Pu}(n, F)$, $^{239}\text{Pu}(n, F)$ и $^{238}\text{U}(n, F)$ показано, как форма наблюдаемых спектров мгновенных нейтронов деления (СМНД) зависит от делимости (вероятности деления) составных и остаточных ядер. Установлена корреляция этого эффекта с вкладами эмиссионного деления (n, xn) в наблюдаемое сечение деления и конкуренцией реакций ($n, n\gamma$), (n, xn)^{1...x}. Эксклюзивные спектры (n, xn)^{1...x} нейтронов соответствуют согласованному описанию наблюдаемых сечений реакций деления $^{240}\text{Pu}(n, F)$, $^{239}\text{Pu}(n, F)$, $^{238}\text{Pu}(n, F)$, $^{237}\text{Pu}(n, F)$ и $^{236}\text{Pu}(n, F)$, а также спектров эмиссии нейтронов $^{239}\text{Pu}(n, xn)$ для нейтронов с энергией до 14 МэВ. Исходные значения параметров модели для описания СМНД $^{240}\text{Pu}(n, F)$ фиксированы при описании спектров мгновенных нейтронов спонтанного деления $^{240}\text{Pu}(sf)$. Предсказаны, с учетом влияния эксклюзивных спектров предделительных нейтронов $^{240}\text{Pu}(n, xn)$ ^{1...x}, спектры мгновенных нейтронов деления, полная кинетическая энергия осколков и продуктов деления ТКЕ, среднее число мгновенных нейтронов деления для $^{240}\text{Pu}(n, F)$.

Pre-fission neutron spectra influence the partitioning of fission energy between excitation energy and total kinetic energy of fission fragments. For the reactions $^{240}\text{Pu}(n, F)$, $^{239}\text{Pu}(n, F)$, and $^{238}\text{U}(n, F)$, we have shown that the shape of prompt fission neutron spectra (PFNS) depends on the fissility (fission probability) of composite and residual nuclides. The correlation of these peculiarities with emissive fission contributions (n, xn) to the observed fission cross section and competition of the reactions ($n, n\gamma$), (n, xn)^{1...x} has been established. Exclusive neutron spectra (n, xn)^{1...x} are consistent with fission cross sections of $^{240}\text{Pu}(n, F)$, $^{239}\text{Pu}(n, F)$, $^{238}\text{Pu}(n, F)$, $^{237}\text{Pu}(n, F)$, and $^{236}\text{Pu}(n, F)$, as well as neutron emissive spectra of $^{239}\text{Pu}(n, xn)$ at 14 MeV. Initial model parameters for $^{240}\text{Pu}(n, F)$ PFNS are fixed by description of PFNS of $^{240}\text{Pu}(sf)$. We predict the $^{240}\text{Pu}(n, xn)$ ^{1...x} pre-fission neutron spectra, total kinetic energy of fission fragments, average prompt fission neutron number and observed PFNS of $^{240}\text{Pu}(n, F)$.

PACS: 25.85.-w; 87.19.11

ВВЕДЕНИЕ

Для спектров мгновенных нейтронов деления (СМНД) нейтронами ядер-мишеней $^{235,238}\text{U}$ и ^{239}Pu до недавнего времени дифференциальные измерения были выполнены лишь в ограниченных интервалах энергий налетающих нейтронов E_n и в узких диапазонах энергий мгновенных нейтронов деления ε . Во всех доступных данных

¹E-mail: mvm2386@yandex.ru

измерений СМНД наблюдались значительные вариации средних энергий СМНД $\langle E \rangle$ (см. [1–3] и соответствующие ссылки там). Средние энергии являются лишь интегральной характеристикой СМНД, однако было замечено, что относительная амплитуда вариаций $\langle E \rangle$ для $^{239}\text{Pu}(n, F)$ существенно ниже, чем в реакциях $^{238}\text{U}(n, F)$ или $^{235}\text{U}(n, F)$. Это яркое проявление реакций эмиссионного деления (n, xn_f) в наблюдаемых характеристиках реакции деления, в которых, кроме мгновенных нейтронов из осколков, возможен вылет предделительных нейтронов.

Предделительными считаются x нейтронов, которые испускаются из композитного $(A+1)$ ядра при условии, что энергии возбуждения достаточно для деления любого из $(A+1-x)$ ядер. Испарительные предделительные нейтроны испускаются сферически-симметрично относительно пучка налетающих нейтронов. Возможная угловая анизотропия мгновенных нейтронов деления связана с предравновесным/полупрямым механизмом эмиссии первого нейтрона в реакции (n, nX) . В этом случае направление вылета первого нейтрона реакции (n, nX) , равно как и парциальных составляющих: эксклюзивных нейтронов реакций $(n, n\gamma)$, $(n, 2n)^1$, $(n, 3n)^1$ и интересующих нас (n, nf) , $(n, 2nf)^{1,2}$ и $(n, 3nf)^{1,2,3}$ нейтронов, — коррелирует с импульсом налетающих нейтронов.

Направление эмиссии мгновенных нейтронов деления из осколков деления коррелирует, главным образом, с направлением разлета осколков, т.е. осью деления. Однако основным фактором, влияющим на наблюдаемые характеристики мгновенных нейтронов деления, является уменьшение энергии возбуждения при последовательной эмиссии предделительных нейтронов.

1. СПЕКТРЫ МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ

Предделительные нейтроны существенно влияют на наблюдаемые спектры мгновенных нейтронов деления $S(\varepsilon, E_n)$, полную кинетическую энергию ТКЕ осколков E_F^{pre} и продуктов деления E_F^{post} , среднее число мгновенных нейтронов деления $\nu_p(E_n)$, массовые распределения осколков деления и другие наблюдаемые характеристики процесса деления. Впервые предделительные нейтроны были зарегистрированы в реакциях $^{235}\text{U}(n, F)$ и $^{238}\text{U}(n, F)$ при $E_n \sim 14,3$ МэВ [4], мгновенные нейтроны деления регистрировались в диапазоне $\varepsilon \sim 0,4\text{--}5,0$ МэВ, однако избыток мягких нейтронов в $S(\varepsilon, E_n)$ при $\varepsilon \sim 0,4\text{--}2,0$ МэВ был замечен и воспроизведен в [4] с помощью суперпозиции распределений Вайскопфа [5] и Уатта [6]:

$$S(\varepsilon, E_n) = (1 - \beta)\varepsilon \exp\left(-\frac{\varepsilon}{T}\right) + \beta \exp\left(-\frac{\varepsilon}{T_f}\right) \frac{\text{sh}(2\sqrt{\omega\varepsilon})}{T_f}, \quad (1)$$

где $\beta = 0,79$ — эффективный вклад нейтронов из осколков, $\omega = 0,5$ МэВ, эффективная температура остаточного ядра $T = 0,40$ МэВ, температура осколков $T_f = 1,16$ МэВ. Несмотря на чрезмерную упрощенность такой параметризации и узость исследованного диапазона энергий, данные [4] использовались для оценки СМНД вплоть до появления измерений [7]. Предсказание СМНД для реакции $^{240}\text{Pu}(n, F)$, измеренных СМНД для которой нет, а измерения планируются [8], представляет очевидный интерес.

1.1. Модель для расчета СМНД. Для энергий падающих нейтронов, превышающих порог эмиссионного деления E_{nnf} , наблюдаемый СМНД $S(\varepsilon, E_n)$ [9] есть

суперпозиция парциальных спектров предделительных нейтронов реакций (n, xn_f) — $d\sigma_{n xn_f}^k/d\varepsilon$ ($x = 0, 1, 2, 3$; $k = 1, \dots, x$) и постделительных спектров $S_{A+1-x}(\varepsilon, E_n)$ нейтронов, испаряющихся из осколков деления:

$$\begin{aligned}
 S(\varepsilon, E_n) &= \tilde{S}_{A+1}(\varepsilon, E_n) + \tilde{S}_A(\varepsilon, E_n) + \tilde{S}_{A-1}(\varepsilon, E_n) + \tilde{S}_{A-2}(\varepsilon, E_n) = \\
 &= \nu_p^{-1}(E_n) \left(\nu_{p1}(E_n) \beta_1(E_n) S_{A+1}(\varepsilon, E_n) + \nu_{p2}(E_n - \langle E_{n2nf} \rangle) \beta_2(E_n) S_A(\varepsilon, E_n) + \right. \\
 &\quad \left. + \beta_2(E_n) \frac{d\sigma_{n2nf}^1}{d\varepsilon} + \nu_{p3}(E_n - B_n^A - \langle E_{n2nf}^1 \rangle - \langle E_{n2nf}^2 \rangle) \beta_3(E_n) S_{A-1}(\varepsilon, E_n) + \right. \\
 &\quad \left. + \beta_3(E_n) \left[\frac{d\sigma_{n2nf}^1}{d\varepsilon} + \frac{d\sigma_{n2nf}^2}{d\varepsilon} \right] + \nu_{p4}(E_n - B_n^A - B_n^{A-1} - \langle E_{n3nf}^1 \rangle - \langle E_{n3nf}^2 \rangle - \langle E_{n3nf}^3 \rangle) \times \right. \\
 &\quad \left. \times \beta_4(E_n) S_{A-2}(\varepsilon, E_n) + \beta_4(E_n) \left[\frac{d\sigma_{n3nf}^1}{d\varepsilon} + \frac{d\sigma_{n3nf}^2}{d\varepsilon} + \frac{d\sigma_{n3nf}^3}{d\varepsilon} \right] \right). \quad (2)
 \end{aligned}$$

В уравнении (2) $\tilde{S}_{A+1-x}(\varepsilon, E_n)$ — вклад x -го шанса деления в наблюдаемый спектр нейтронов деления, $\langle E_{n xn_f}^k \rangle$ — средняя энергия k -го нейтрона реакции (n, xn_f) со спектром $d\sigma_{n xn_f}^k/d\varepsilon$, где $k \leq x$, величина $S(\varepsilon, E_n)$ нормирована на единицу. Индекс x обозначает шанс деления (ядер ^{241}Pu , ^{240}Pu , ^{239}Pu и ^{238}Pu) после эмиссии предделительных нейтронов, $\beta_x(E_n) = \sigma_{n, xn_f} / \sigma_{n, F}$ — вклад x -го шанса деления в наблюдаемое сечение, $\nu_{px}(E_{nx})$ — среднее число мгновенных нейтронов деления, испускаемых из осколков деления ядер ^{241}Pu , ^{240}Pu , ^{239}Pu и ^{238}Pu .

Спектры нейтронов, испаряющихся из осколков деления $S_{A+1-x}(\varepsilon, E_n)$, как предложено в [10], были представлены суммой двух распределений Уатта [6], соответствующих легкому и тяжелому осколкам:

$$S_x(\varepsilon, E_n) = 0,5 \sum_{j=1}^2 W_j(\varepsilon, E_n, T_{xj}(E_n), \alpha), \quad (3)$$

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

$$b_{xj} = \frac{4E_{vxj}^0}{T_{xj}^2}, \quad T_{xj} = k_{xj} \sqrt{E_i^*} = k_{xj} \sqrt{E_r - E_{fx}^{\text{pre}} + U_x}. \quad (5)$$

Здесь T_{xj} — «температуры» легкого и тяжелого осколков ($j = l, h$) для x -го ядра при делении после предварительной эмиссии нейтронов. В формулах (3)–(5) энергия с. ц. м. на один нуклон равна $E_{vxj}^0 = (A_{hx}/A_{lx}A_x)\alpha E_{fx}^{\text{pre}}$. Предположение, что легкий и тяжелый осколки испускают одинаковое число нейтронов, является упрощением, однако известно, что учет зависимости множественности от массы осколка слабо сказывается на спектрах МНД [11]. Отношение значений «температур» для легкого и тяжелого осколков $r = 1,1215$ является полуэмпирическим параметром, который не изменяется от ядра к ядру. Он определяется из условия описания СМНД для $^{235}\text{U}(n, F)$ и $^{239}\text{Pu}(n, F)$ для тепловых нейтронов [1]; k_{ij} — параметр плотности уровней. Параметр α — отношение кинетической энергии осколков ТКЕ в момент эмиссии

нейтронов к значению ТКЕ после полного ускорения осколков, $\alpha = 0,860$ для ^{240}Pu , ^{239}Pu , ^{238}Pu и ^{237}Pu .

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, т. е. энергия СЦМ в л. с., рассчитанная на один нуклон или, другими словами, энергия нуклона, движущегося со скоростью с. ц. м. Обычно предполагается, что большинство мгновенных нейтронов деления испускается полностью ускоренными осколками, однако можно предположить, что часть нейтронов испускается вскоре после разрыва ядра до полного ускорения осколков [12]. Введение дополнительного параметра α_1 [9] обусловило описание наблюдаемых спектров МНД (при уменьшении E_v) для реакций $^{238}\text{U}(n, F)$ и $^{232}\text{Th}(n, F)$ [9]. Для описания спектров МНД для $E_n > E_{n2nf}$ было принято дополнительное уменьшение скорости СЦМ в момент эмиссии нейтронов [9]. Вклад в формирование наблюдаемых спектров мгновенных нейтронов вносят разнообразие пары осколков с различными значениями E_{fx}^{pre} . Для компенсации приближений, состоящих в использовании пары «псевдоосколков», усредненной энергии реакции деления и ТКЕ мы и будем использовать свободный параметр α_1 , одинаковый для всех рассматриваемых ядер. Энергетическую зависимость спектров МНД $^{238}\text{U}(n, F)$ и $^{232}\text{Th}(n, F)$ [9] выше порога реакции $(n, 2nf)$ удалось воспроизвести, уменьшив энергию СЦМ на один нуклон как $E_{vij} = \alpha_1 E_{vij}^0$. Учитывая, что основное влияние на процесс эмиссии нейтронов производит энергия возбуждения, мы сделали предположение: параметр $\alpha_1 = 1$ для $E_n < 6$ МэВ и $\alpha_1 = 0,8$ для $E_n > 12$ МэВ, он линейно изменяется между этими энергиями. Эта дополнительная коррекция средней энергии постделительных нейтронов устраняет разногласия расчетных и наблюдаемых спектров МНД [9].

В реакции $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}, f)$ определяющий вклад дают состояния $J^\pi = 0^+$, как и в реакции $^{240}\text{Pu}(sf)$. Сравнение СМНД для реакций $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}, f)$ [13, 14] и $^{240}\text{Pu}(sf)$ [15] на рис. 1 показывает, что СМНД делящегося ядра ^{240}Pu слабо зависит от энергии возбуждения в области $\varepsilon < 0,2$ МэВ, а в области $\varepsilon > \langle E \rangle$ спектр $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}, f)$ гораздо жестче. Определяющими параметрами для СМНД $^{240}\text{Pu}(n_{\text{th}}, f)$ являются α и E_F^{pre} . Различием энергий связи B_n и ТКЕ можно объяснить меньшие значения $\langle E \rangle$ для $^{240}\text{Pu}(n_{\text{th}}, f)$ по сравнению с реакцией $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}, f)$. Оценка JENDL-4.0 СМНД [16], равно как и оценка ENDF/B-VIII.0 [17], не воспроизводит соответствующие экспериментальные данные даже для довольно подробно исследованной реакции $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}, f)$. Зафиксировав СМНД для $^{240}\text{Pu}(n_{\text{th}}, f)$ таким образом, можно переходить к области энергий $E_n > E_{nnf}$.

Значения ТКЕ E_F^{pre} , кинетических энергий до эмиссии мгновенных нейтронов из осколков, моделировались как суперпозиция ТКЕ для ядер, дающих вклад в наблюдаемое сечение деления:

$$E_F^{\text{pre}}(E_n) = \sum_{x=0} E_{fx}^{\text{pre}}(E_{nx}) \frac{\sigma_{n,xf}}{\sigma_{n,F}}. \quad (6)$$

Энергия возбуждения ядер $A, \dots, A+1-x$ после эмиссии предделительных (n, xnf) нейтронов определяется с помощью средних энергий $\langle E_{n,xf}^k \rangle$:

$$E_{nx} = E_r - E_{fx}^{\text{pre}} + E_n + B_n - \sum_{x=0, 1 \leq k \leq x} (\langle E_{n,xf}^k \rangle + B_{nx}). \quad (7)$$

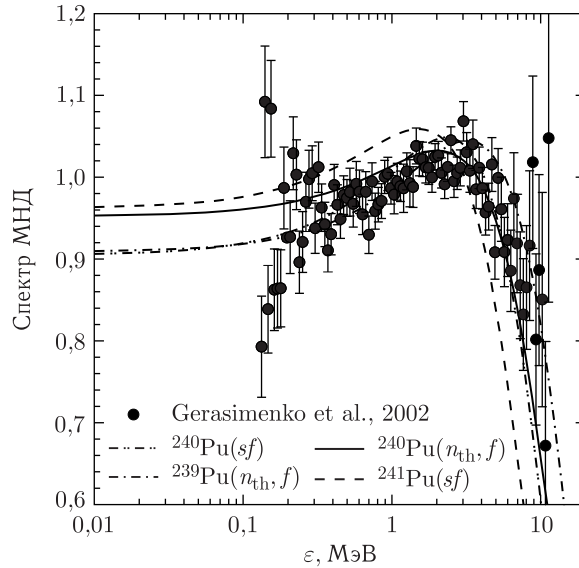


Рис. 1. Спектры мгновенных нейтронов деления как отношение к максвелловскому спектру со средней энергией 2,0564 МэВ: сплошная линия — $^{240}\text{Pu}(n_{\text{th}}, f)$; штриховая — $^{241}\text{Pu}(sf)$; штрихпунктирная $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}, f)$; штрихпунктирная с двумя точками — $^{240}\text{Pu}(sf)$; темные кружки — $^{240}\text{Pu}(sf)$ [15]

Кинетическая энергия продуктов деления E_F^{post} , т. е. осколков деления после эмиссии мгновенных нейтронов из них, определялась как

$$E_F^{\text{post}} \approx E_F^{\text{pre}} \left(1 - \frac{\nu_{\text{post}}}{A + 1 - \nu_{\text{pre}}} \right). \quad (8)$$

Подобная зависимость E_F^{post} от E_n использовалась в [18] для энергий $E_n < E_{nnf}$, т. е. до порога эмиссии предделительных нейтронов E_{nnf} . При $E_n = 20$ МэВ вклад предделительных нейтронов ν_{pre} может достигать $\sim 0,15\nu_p$. Наиболее сильно проявляются предделительные нейтроны в $\nu_p(E_n)$ -реакции $^{232}\text{Th}(n, F)$ [9].

Локальные максимумы в кинетической энергии осколков деления ТКЕ при $E_n > E_{nnf}$, до и после эмиссии мгновенных нейтронов деления, впервые наблюдались в реакции $^{238}\text{U}(n, F)$ в [19] и впоследствии в [20] вблизи порогов реакций $^{238}\text{U}(n, nf)$ и $^{238}\text{U}(n, 2nf)$. Вариации ТКЕ вблизи порогов $^{238}\text{U}(n, xnf)$ связаны с уменьшением энергии возбуждения делящихся ядер после эмиссии предделительных нейтронов [21]. Вклад реакции (n, nf) в $\sigma_{n,F}$ $^{240}\text{Pu}(n, F)$ много меньше, чем для реакции $^{238}\text{U}(n, F)$, поэтому этот эффект, как будет показано ниже, проявляется в ТКЕ для $^{240}\text{Pu}(n, F)$ слабее. Воспроизвести наблюдаемую величину E_F^{pre} можно в предположении линейной зависимости $E_{f0}^{\text{pre}}(E_n)$, т. е. ТКЕ для деления «первого» шанса.

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

$$\nu_p(E_n) = \nu_{\text{post}} + \nu_{\text{pre}} = \sum_{x=1} \nu_{px}(E_{nx}) + \sum_{x=1} (x-1)\beta_x(E_n). \quad (9)$$

Несмотря на чрезмерную упрощенность параметризации (1) и узкий исследованный диапазон энергий, данные [4] использовались при оценке СМНД, вплоть до

появления измерений [7]. Например, для реакции $^{238}\text{U}(n, F)$ [4] средняя энергия для испарительного спектра нейтронов в уравнении (1) $\langle E_{n, xn, f} \rangle = 2T$ вполне согласуется со средней энергией первого и второго нейтронов $d\sigma_{n2nf}^1/d\varepsilon$ и $d\sigma_{n2nf}^2/d\varepsilon$ из [9, 14, 23]: $\langle E_{n2nf} \rangle = 0,5(\langle E_{n2nf}^1 \rangle + \langle E_{n2nf}^2 \rangle) \sim 0,9$ МэВ. Спектр первого нейтрона реакции $^{238}\text{U}(n, 2nf)^1 d\sigma_{n2nf}^1/d\varepsilon$ при $E_n \sim 14$ МэВ содержит слабую предравновесную компоненту. В спектре нейтронов реакции $^{238}\text{U}(n, nf)$ вклад этой компоненты таков, что средняя энергия нейтронов реакции $(n, nf)^1 \langle E_{nnf} \rangle \sim 2,5$ МэВ. Как следствие, спектр предделительных нейтронов в [9, 14, 23] существенно отличается от испарительной аппроксимации [4]. Аппроксимация СМНД с помощью соотношения (1) позволяет лишь качественно воспроизвести вклад в СМНД «мягких» предделительных нейтронов, суммарный вклад мгновенных нейтронов с энергией $\varepsilon < 1$ МэВ, испущенных из осколков деления $^{238}\text{U}(n, f)$, $^{238}\text{U}(n, nf)$ и $^{238}\text{U}(n, 2nf)$, а также энергетическую зависимость спектра нейтронов, испущенных из осколков, в диапазоне $5 < \varepsilon < 20$ МэВ.

1.2. Спектры предделительных $(n, xn, f)^1$ нейтронов. Спектр первого нейтрона из реакции $^{240}\text{Pu}(n, nf)^1$ (здесь и в дальнейшем верхний индекс идентифицирует нейтрон в каскаде соответствующей реакции) можно определить как

$$\frac{d\sigma_{nnf}^1}{d\varepsilon} = \frac{d\sigma_{nnx}^1(\varepsilon)}{d\varepsilon} \frac{\Gamma_f^A(E_n - \varepsilon)}{\Gamma^A(E_n - \varepsilon)}. \quad (10)$$

На рис. 2 показаны $\beta_x(E_n) = \sigma_{n, xn, f} / \sigma_{n, F}$ — отношение парциальных составляющих наблюдаемого сечения деления нейтронами $^{239, 240}\text{Pu}(n, F)$ и $^{238}\text{U}(n, F)$. Конкуренция деления и эмиссии нейтронов из ядер Pu(U), образовавшихся после эмиссии первого нейтрона, а также эксклюзивные спектры нейтронов $(n, xn, f)^1, \dots, x$ и

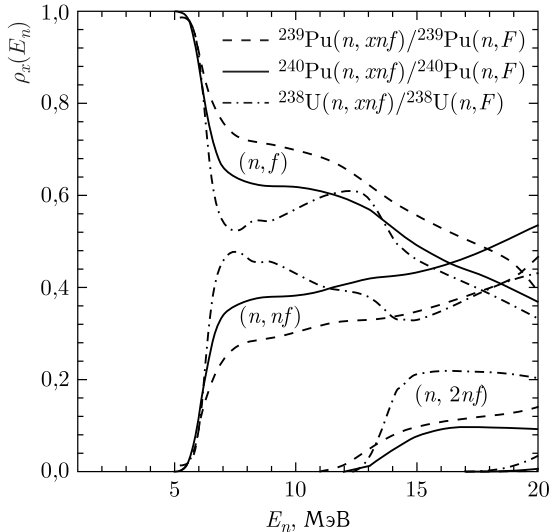


Рис. 2. Отношение парциальных составляющих (n, xn, f) наблюдаемого сечения деления нейтронами (n, F) : сплошные линии — $^{240}\text{Pu}(n, F)$; штриховые — $^{239}\text{Pu}(n, F)$; штрихпунктирные — $^{238}\text{U}(n, F)$

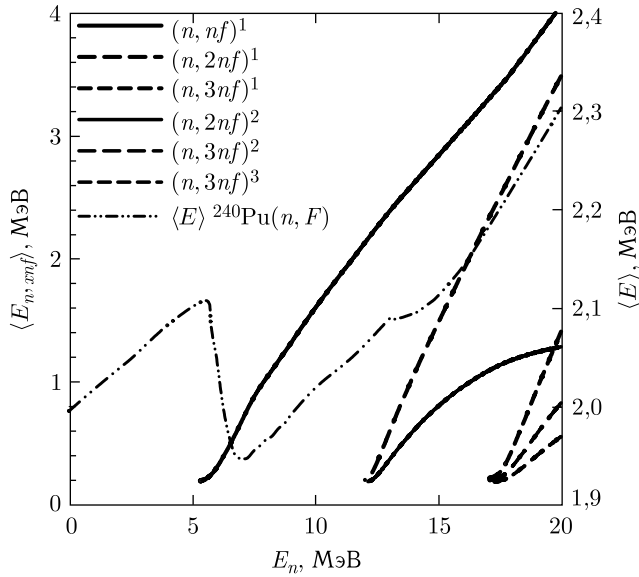


Рис. 3. Средние энергии эксклюзивных спектров предделительных нейтронов реакции $^{240}\text{Pu}(n, xnF)$ и средняя энергия нейтронов деления $\langle E \rangle$

$(n, xn)^{1, \dots, x}$ моделируются в формализме Хаузера–Фешбаха. Вклады реакций (n, nf) , $(n, 2nf) \dots (n, xnF)$ определяются при согласованном описании наблюдаемого сечения деления $^{240}\text{Pu}(n, F)$, сечений деления $^{239}\text{Pu}(n, F)$, $^{238}\text{Pu}(n, F)$ и $^{237}\text{Pu}(n, F)$, а также сечения реакции $^{239}\text{Pu}(n, 2n)$ [24, 25]. Средние энергии $\langle E_{n, xn, f}^k \rangle$ эксклюзивных спектров нейтронов $^{240}\text{Pu}(n, xnF)^{1, \dots, x}$ представлены на рис. 3. Как видно, спектры нейтронов реакций (n, nf) , $(n, 2nf)^1$ довольно жесткие, а спектры нейтронов $(n, 2nf)^2$ и $(n, 3nf)^{1, 2, 3}$ близки к испарительным.

Форма наблюдаемого СМНД при $E_n \sim 6\text{--}7$ МэВ сильно коррелирует с делимостью ядер, образующихся в реакциях (n, xnF) , и сечениями конкурирующих реакций $(n, xn\gamma)$. Эксклюзивные спектры нейтронов реакции (n, nf) и спектры нейтронов реакций $(n, n\gamma)$, $(n, 2n)^{1, 2}$ позволяют детально определить, как относительные амплитуды нейтронных спектров реакций (n, nf) варьируются в зависимости от делимости ядер $A + 1$ и A с ростом энергии нейтронов E_n . На рис. 4 и 5 показаны СМНД вблизи порога реакций $^{240}\text{Pu}(n, nf)$ и $^{238}\text{U}(n, nf)$ [26–28]. Вариации формы СМНД с ростом E_n для $^{240}\text{Pu}(n, nf)$ и $^{238}\text{U}(n, nf)$ [9, 23] похожи, однако влияние различий $\beta_x(E_n)$, а также различий порогов реакций (n, nf) и $(n, 2n)$ проявляется очень ярко. В нижней части рис. 4 и 5 показаны спектры предделительных нейтронов. Очевидно, предделительные нейтроны формируют наблюдаемый спектр мгновенных нейтронов деления как в диапазоне $\varepsilon < \langle E \rangle$, так и в диапазоне $\varepsilon > \langle E \rangle$. Вклад их для реакции $^{238}\text{U}(n, F)$ много выше, чем в случае реакции $^{240}\text{Pu}(n, F)$, особенно для $E_n < E_{n2n}$.

Когда реакция (n, nf) конкурирует только с реакцией $(n, n\gamma)$ (для ^{240}Pu $E_{n2n} \sim 6,25$ МэВ), формы спектров предделительных нейтронов слабо зависят от делимостей ядер A и $A + 1$. Когда открывается канал реакции $(n, 2n)$, форма спектров (n, nf)

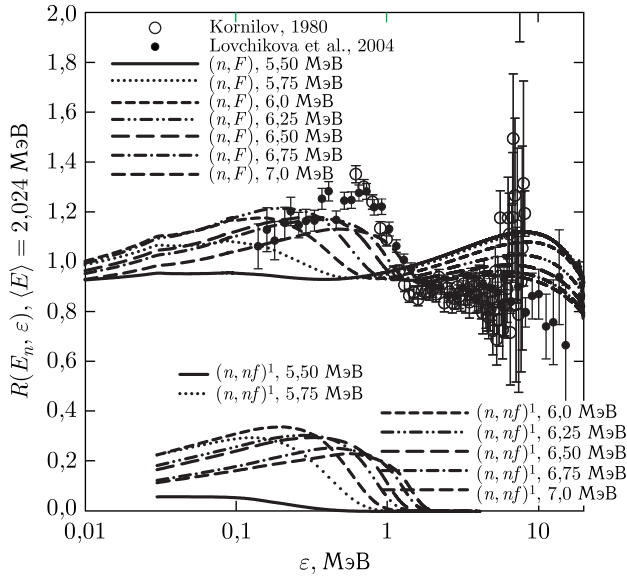


Рис. 4. Спектры мгновенных нейтронов деления при $E_n = 5,5–7,0$ МэВ реакций $^{240}\text{Pu}(n, F)$ как отношение к максвелловскому спектру со средней энергией 2,024 МэВ: \circ — $^{238}\text{U}(n, F)$, $E_n = 7$ МэВ [26]; \bullet — $^{238}\text{U}(n, F)$, $E_n = 7$ МэВ [27]. В нижней части рисунка показаны спектры предделительных нейтронов

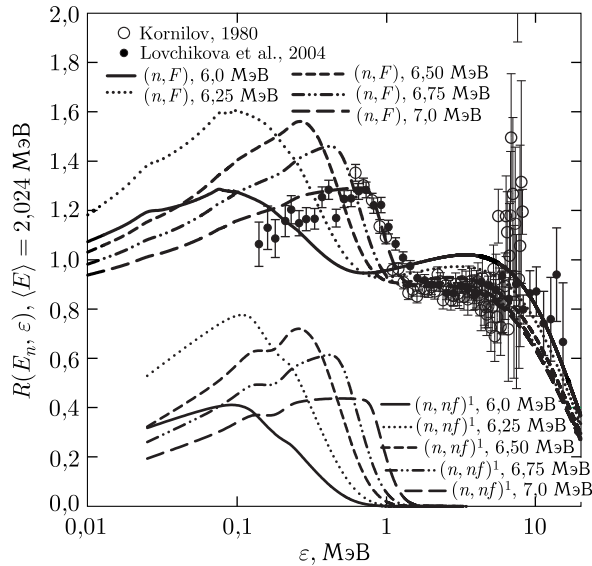


Рис. 5. Спектры мгновенных нейтронов деления при $E_n = 6,0–7,0$ МэВ реакций $^{238}\text{U}(n, F)$ как отношение к максвелловскому спектру со средней энергией 2,024 МэВ: \circ — $^{238}\text{U}(n, F)$, $E_n = 7$ МэВ [26]; \bullet — $^{238}\text{U}(n, F)$, $E_n = 7$ МэВ [27]. В нижней части рисунка показаны спектры предделительных нейтронов

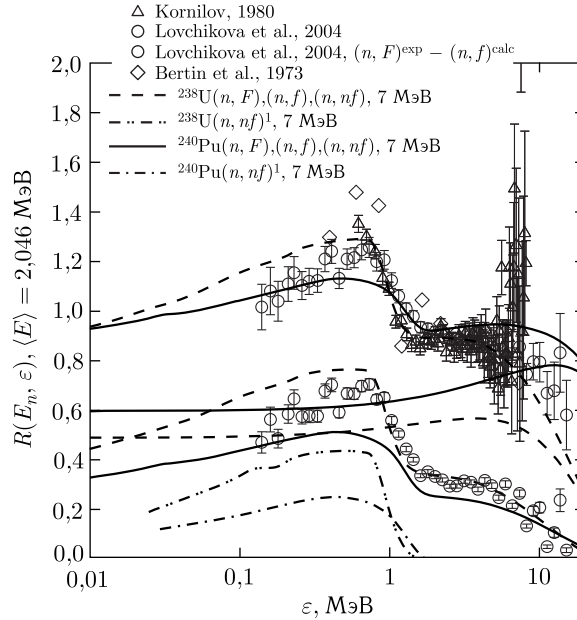


Рис. 6. Парциальные составляющие спектра мгновенных нейтронов деления для $E_n = 7 \text{ МэВ}$ реакций $^{238}\text{U}(n, F)$ и $^{240}\text{Pu}(n, F)$ как отношение к максвелловскому спектру со средней энергией $2,046 \text{ МэВ}$: Δ — $^{238}\text{U}(n, F)$, $E_n = 7 \text{ МэВ}$ [26]; \circ — $^{238}\text{U}(n, F)$, $E_n = 7 \text{ МэВ}$ [27]; \diamond — $^{238}\text{U}(n, F)$, $E_n = 7 \text{ МэВ}$ [28]. В нижней части рисунка показаны расчетные парциальные вклады $^{240}\text{Pu}(n, f)$ и $^{240}\text{Pu}(n, nf)$ (сплошные линии); $^{238}\text{U}(n, f)$ и $^{238}\text{U}(n, nf)$ (штриховые линии); квазиэкспериментальные данные $^{238}\text{U}(n, F)$, $E_n = 7 \text{ МэВ}$ [27] (светлые кружки); спектры предделительных нейтронов $^{240}\text{Pu}(n, nf)^1$ (штрихпунктирные линии); $^{239}\text{Pu}(n, nf)^1$ (штрихпунктирные линии с двумя точками)

нейтронов оказывается весьма чувствительной к эксклюзивным спектрам нейтронов реакций $(n, 2n)^1$ и $(n, 2n)^2$. В частности, для $E_n \sim 7 \text{ МэВ}$ вблизи максимума спектра нейтронов деления $\varepsilon \sim 0,8 \text{ МэВ}$, $\tilde{S}_{240}(\varepsilon, E_n) \sim 0,45\tilde{S}_{241}(\varepsilon, E_n)$, а для $^{238}\text{U}(n, F)$ $\tilde{S}_{238}(\varepsilon, E_n) \sim 1,2\tilde{S}_{239}(\varepsilon, E_n)$ (рис. 6). Осколки деления ядер ^{241}Pu более «нагреты», по сравнению с осколками деления ядер ^{239}U . На рис. 6 показаны спектры предделительных нейтронов $\beta_2(E_n)\nu_p^{-1}(E_n) d\sigma_{nnf}^1/d\varepsilon$ для $^{240}\text{Pu}(n, nf)$ и $^{238}\text{U}(n, nf)$. Все компоненты СМНД на рис. 6 представлены в виде отношения к максвелловскому спектру с температурой порядка $2/3\langle E \rangle$. На рис. 6, который является аналогом рис. 2 из [29], показаны парциальные вклады реакций $^{238}\text{U}(n, f)$ и $^{238}\text{U}(n, nf)$ в СМНД при $E_n \sim 7 \text{ МэВ}$. Вычитанием из наблюдаемого СМНД для нейтронов с $E_n \sim 7 \text{ МэВ}$ расчетного СМНД реакции (n, f) можно получить полуквазиэкспериментальную оценку вклада реакции (n, nf) в СМНД, представленную символами в нижней части рисунка. Влияние предделительных нейтронов реакции $^{240}\text{Pu}(n, nf)^1$ на $\langle E \rangle$ СМНД реакции $^{240}\text{Pu}(n, F)$ таково, что относительная амплитуда спектра предделительных нейтронов $\beta_2(E_n)\nu_p^{-1}(E_n) d\sigma_{nnf}^1/d\varepsilon$ при $E_n \sim 7 \text{ МэВ}$ примерно вдвое ниже, чем для СМНД реакции $^{238}\text{U}(n, F)$. Максимальная относительная амплитуда наблюдается для $E_n \sim 6,25 \text{ МэВ}$ в случае обеих реакций (см. рис. 4, 5).

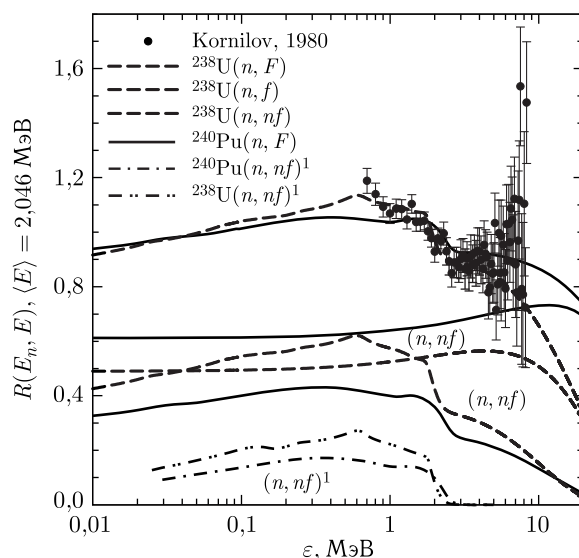


Рис. 7. Парциальные составляющие спектра мгновенных нейтронов деления при $E_n = 8$ МэВ реакций $^{238}\text{U}(n, F)$ и $^{240}\text{Pu}(n, F)$ как отношение к максвелловскому спектру со средней энергией 2,046 МэВ: темные кружки — $^{238}\text{U}(n, F)$, $E_n = 8$ МэВ [26]. В нижней части рисунка показаны расчетные парциальные вклады $^{240}\text{Pu}(n, f)$ и $^{240}\text{Pu}(n, nf)$ (сплошные линии); $^{239}\text{U}(n, f)$ и $^{239}\text{U}(n, nf)$ (штриховые линии); а также спектры предделительных нейтронов $^{240}\text{Pu}(n, nf)^1$ (штрихпунктирные линии); $^{239}\text{Pu}(n, nf)^1$ (штрихпунктирные линии с двумя точками)

С ростом E_n вклады $\tilde{S}_A(\varepsilon, E_n)$ и $\tilde{S}_{A+1}(\varepsilon, E_n)$ изменяются, с ростом средней энергии предделительных нейтронов вклад компоненты $\tilde{S}_A(\varepsilon, E_n)$, обусловленный нейтронами из осколков деления, уменьшается быстрее, чем вклад компоненты $\tilde{S}_{A+1}(\varepsilon, E_n)$. В сравнении с вкладами $\tilde{S}_{239}(\varepsilon, E_n)$ для реакции $^{239}\text{U}(n, F)$ и $\tilde{S}_{241}(\varepsilon, E_n)$ для реакции $^{240}\text{Pu}(n, F)$ при $E_n \sim 8$ МэВ осколки деления ядер ^{241}Pu более «нагреты» (см. рис. 6, 7). Сравнение вкладов деления второго шанса $\tilde{S}_{240}(\varepsilon, E_n)$ для реакции $^{239}\text{Pu}(n, F)$ и $\tilde{S}_{241}(\varepsilon, E_n)$ для реакции $^{240}\text{Pu}(n, F)$ при $E_n \sim 9$ МэВ показывает, что осколки деления ядер ^{241}Pu менее «нагреты» (рис. 8) по сравнению с осколками деления ядер ^{240}Pu , делящихся в реакции $^{239}\text{Pu}(n, f)$. Это связано с тем, что относительный вклад реакции $^{240}\text{Pu}(n, nf)$ в СМНД намного выше, чем в случае $^{239}\text{Pu}(n, nf)$.

Спектр первого нейтрона содержит предравновесную/полупрямую компоненту, жесткая часть эксклюзивного спектра нейтронов из реакции $(n, nf)^1$ определяется вероятностью деления ядра A . При взаимодействии нейтронов с ядром-мишенью ^{238}U эмиссионные спектры нейтронов проявляют сильную угловую анизотропию при энергии возбуждения $U = 1-6$ МэВ ядер ^{238}U [2, 30, 31]. 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 [32] позволяет аппроксимировать угловую зависимость эмиссии первого ней-

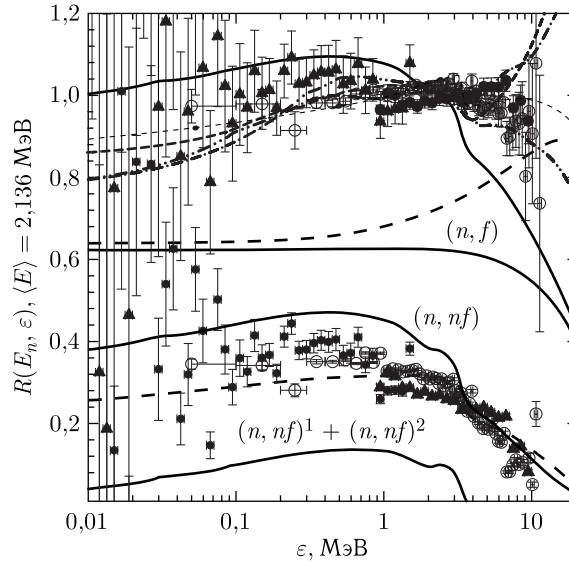


Рис. 8. Парциальные составляющие спектра мгновенных нейтронов деления при $E_n = 9$ МэВ реакций $^{240}\text{Pu}(n, F)$ и $^{239}\text{Pu}(n, F)$ как отношение к максвелловскому спектру со средней энергией 2,136 МэВ; сплошные линии — $^{240}\text{Pu}(n, xn f)$; штриховые линии — $^{239}\text{Pu}(n, xn f)$; \circ — [35]; \bullet — [36]; \blacktriangle — [36] $^{239}\text{Pu}(n, F)$; в нижней части рисунка показаны расчетные парциальные вклады $^{240}\text{Pu}(n, f)$, $^{240}\text{Pu}(n, nf)$ (сплошные линии); $^{239}\text{Pu}(n, f)$, $^{239}\text{Pu}(n, nf)$ (штриховые линии), квазиэкспериментальные данные: \circ — [35]; \bullet — [36]; \blacktriangle — [36] $^{239}\text{Pu}(n, F)$, $E_n = 9$ МэВ. Показаны спектры предделительных нейтронов $^{240}\text{Pu}(n, nf)^1$, $^{239}\text{Pu}(n, nf)^1$

трона как

$$\frac{d\sigma_{nnx}^1}{d\varepsilon} \approx \frac{d\tilde{\sigma}_{nnx}^1}{d\varepsilon} + \sqrt{\frac{\varepsilon}{E_n} \frac{\langle \omega(\theta) \rangle_\theta}{E_n - \varepsilon}}, \quad (11)$$

где $d\tilde{\sigma}_{nnx}^1/d\varepsilon$ соответствует компаундной, не зависящей от угла эмиссии предравновесной компоненте. В таком подходе удастся воспроизвести эмиссионные нейтронные спектры для взаимодействия $^{238}\text{U} + n$ [2]. Методами QRPA пока не удастся приемлемо описать эмиссионные нейтронные спектры для $^{238}\text{U} + n$ или $^{239}\text{Pu} + n$ [33]. Аппроксимацию спектра первого нейтрона (11) мы используем и для взаимодействия $^{240}\text{Pu} + n$. Анизотропная часть спектра первого нейтрона, соответствующая возбуждениям, сравнимым с барьером деления ядра ^{240}Pu , будет существенно проявляться в эксклюзивных $(n, xn f)$ спектрах, однако максимальным будет вклад в анизотропию эмиссионных спектров нейтронов реакции $(n, n\gamma)$. Заметно проявится анизотропия и в эксклюзивных спектрах $(n, nf)^1$, $(n, 2nf)^1$ и $(n, 2n)^1$ для $E_n > 12$ МэВ и, как следствие, в наблюдаемых под разными углами СМНД [2, 34].

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

$$\frac{d\sigma_{n2nx}^1}{d\varepsilon} = \frac{d\sigma_{nnx}^1(\varepsilon)}{d\varepsilon} \frac{\Gamma_n^A(E_n - \varepsilon)}{\Gamma^A(E_n - \varepsilon)}. \quad (12)$$

Спектр первого нейтрона для реакции $^{240}\text{Pu}(n, 2nf)$ или $^{240}\text{Pu}(n, 2nf)^1$ определяется как

$$\frac{d\sigma_{n2nf}^1}{d\varepsilon} = \int_0^{E-B_n^A} \frac{d\sigma_{n2nx}^1(\varepsilon)}{d\varepsilon} \frac{\Gamma_f^{A-1}(E_n - B_n^A - \varepsilon - \varepsilon_1)}{\Gamma^{A-1}(E_n - B_n^A - \varepsilon - \varepsilon_1)} d\varepsilon_1. \quad (13)$$

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

$$\frac{d\sigma_{n2nx}^2}{d\varepsilon} = \int_0^{E-B_n^A-\varepsilon} \frac{d\sigma_{n2nx}^1(\varepsilon)}{d\varepsilon} \frac{\Gamma_n^A(E_n - B_n^A - \varepsilon - \varepsilon_1)}{\Gamma^A(E_n - B_n^A - \varepsilon - \varepsilon_1)} d\varepsilon_1. \quad (14)$$

Спектр второго нейтрона для реакции $(n, 2nf)$ или $(n, 2nf)^2$ определяется как

$$\frac{d\sigma_{n2nf}^2}{d\varepsilon} = \int_0^{E_n-B_n^A} \frac{d\sigma_{n2nx}^2(\varepsilon)}{d\varepsilon} \frac{\Gamma_f^{A-1}(E_n - B_n^A - \varepsilon_1 - \varepsilon_2)}{\Gamma^{A-1}(E_n - B_n^A - \varepsilon_1 - \varepsilon_2)} d\varepsilon_1. \quad (15)$$

Жесткая часть спектра первого нейтрона $d\sigma_{n2nf}^1/d\varepsilon$ реакции $^{240}\text{Pu}(n, 2nf)$ определяется вероятностью деления ядра ^{240}Pu . Эксклюзивные спектры первого и вторых нейтронов реакции $^{240}\text{Pu}(n, 2nf)$ определяются вероятностью деления ядра ^{239}Pu .

На рис. 9 показаны парциальные вклады $\tilde{S}_{A+1}(\varepsilon, E_n)$, $\tilde{S}_A(\varepsilon, E_n)$, $\tilde{S}_{A-1}(\varepsilon, E_n)$ и $\tilde{S}_{A-2}(\varepsilon, E_n)$ в наблюдаемые спектры СМНД $^{240}\text{Pu}(n, F)$ и $^{238}\text{U}(n, F)$ для $E_n =$

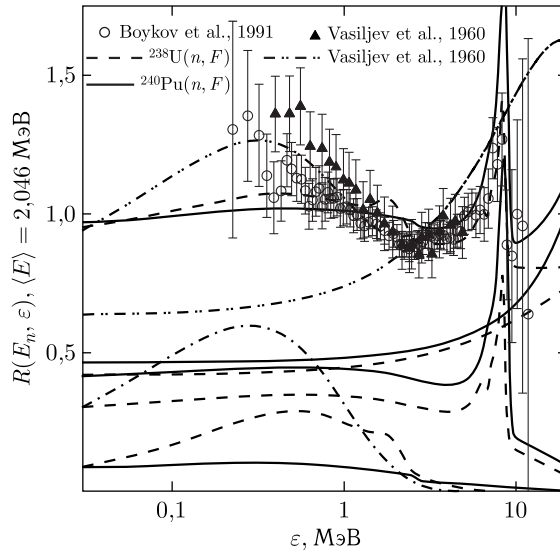


Рис. 9. Парциальные составляющие спектра мгновенных нейтронов деления при $E_n = 14,7$ МэВ для реакций $^{240}\text{Pu}(n, F)$ и $^{238}\text{U}(n, F)$ как отношение к максвелловскому спектру со средней энергией 2,046 МэВ; сплошные линии — $^{240}\text{Pu}(n, xnf)$; штриховые линии — $^{238}\text{U}(n, xnf)$; \circ — [7]; \blacktriangle — [4], штрихпунктирные линии с двумя точками — [4]

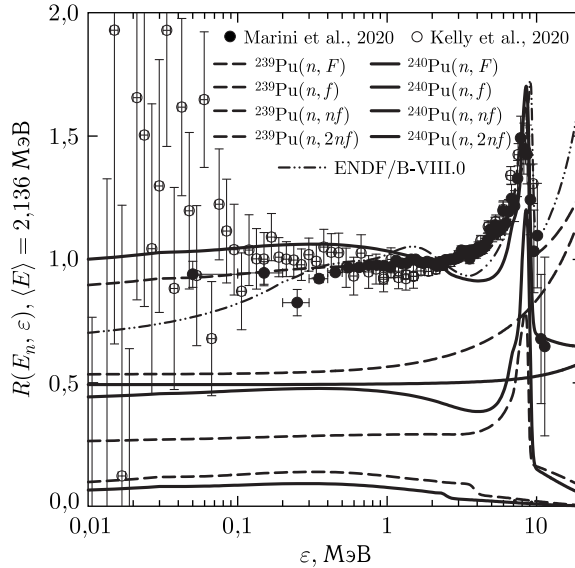


Рис. 10. Парциальные составляющие спектра мгновенных нейтронов деления при $E_n = 14,7$ МэВ для реакций $^{240}\text{Pu}(n, F)$ и $^{239}\text{Pu}(n, F)$ как отношение к максвелловскому спектру со средней энергией 2,136 МэВ; сплошные линии — $^{240}\text{Pu}(n, xnF)$; штриховые линии — $^{239}\text{Pu}(n, xnF)$; \circ — [36]; \bullet — [35]; штрихпунктирная кривая с двумя точками — ENDF/B-VIII.0 [17]

14,7 МэВ [7]. Вклады реакций (n, f) сравнимы, $\tilde{S}_{241}(\varepsilon, E_n) \sim \tilde{S}_{239}(\varepsilon, E_n)$. Вклады реакций (n, nf) также сравнимы по величине, $\tilde{S}_{240}(\varepsilon, E_n) \sim 1,3\tilde{S}_{238}(\varepsilon, E_n)$, но вклад реакций $^{240}\text{Pu}(n, 2nf)$ вблизи максимального вклада $(n, 2nf)^{1,2}$ нейтронов втрое ниже, $\tilde{S}_{239}(\varepsilon, E_n) \sim 0,3\tilde{S}_{237}(\varepsilon, E_n)$. Спектры предделительных нейтронов $\beta_2(E_n)\nu_p^{-1} \times (E_n)(d\sigma_{nnf}^1/d\varepsilon)$, $\beta_3(E_n)\nu_p^{-1}[d\sigma_{n2nf}^1/d\varepsilon]$ и $\beta_3(E_n)\nu_p^{-1}[d\sigma_{n2nf}^2/d\varepsilon]$ для $^{240}\text{Pu}(n, F)$ демонстрируют сложную зависимость от делимостей ядер, образующихся при последовательной эмиссии (n, xnF) .

Новые измерения СМНД для $^{235}\text{U}(n, f)$ и $^{239}\text{Pu}(n, f)$ [34–37] выполнены для диапазона энергий нейтронов $\varepsilon \sim 0,01\text{--}10$ МэВ. Эти измерения детально подтвердили предсказания СМНД для $^{235}\text{U}(n, f)$ [38] и $^{239}\text{Pu}(n, f)$ [14, 23, 24]. На рис. 10 представлены парциальные вклады $\tilde{S}_{A+1}(\varepsilon, E_n)$, $\tilde{S}_A(\varepsilon, E_n)$, $\tilde{S}_{A-1}(\varepsilon, E_n)$ и $\tilde{S}_{A-2}(\varepsilon, E_n)$ в наблюдаемые спектры СМНД $^{240}\text{Pu}(n, F)$ и $^{239}\text{Pu}(n, F)$ [34–37] для $E_n = 14,7$ МэВ. Вклады реакций (n, f) $\tilde{S}_{241}(\varepsilon, E_n) \sim \tilde{S}_{240}(\varepsilon, E_n)$ в СМНД сравнимы. Относительный вклад реакции $(n, nf)^1$ в СМНД для $^{240}\text{Pu}(n, F)$ вдвое выше, $\tilde{S}_{240}(\varepsilon, E_n) \sim 2\tilde{S}_{239}(\varepsilon, E_n)$ для $\varepsilon \sim 0,5$ МэВ. Вклад реакций $^{240}\text{Pu}(n, 2nf)$ вблизи максимума вклада $(n, 2nf)^{1,2}$ нейтронов несколько ниже, чем для $^{239}\text{Pu}(n, 2nf)$, $\tilde{S}_{239}(\varepsilon, E_n) \sim 0,9\tilde{S}_{238}(\varepsilon, E_n)$. Спектры предделительных нейтронов $\beta_2(E_n)\nu_p^{-1}(E_n)(d\sigma_{nnf}^1/d\varepsilon)$, $\beta_3(E_n)\nu_p^{-1}[d\sigma_{n2nf}^1/d\varepsilon]$ и $\beta_3(E_n)\nu_p^{-1}[d\sigma_{n2nf}^2/d\varepsilon]$ для $^{240}\text{Pu}(n, xnF)$ демонстрируют сложную зависимость от делимостей ядер, образующихся при последовательной эмиссии (n, xnF) . Наблюдаемый спектр для $E_n = 14,7$ МэВ для $^{240}\text{Pu}(n, F)$ существенно отличается от СМНД для $^{239}\text{Pu}(n, F)$, поскольку вклад нейтронов с энергией $E_n > E_{nnf}$ для реакции $^{240}\text{Pu}(n, F)$ подавлен.

2. СРЕДНИЕ ЭНЕРГИИ СПЕКТРОВ МНД и ТКЕ

Средние энергии спектров МНД служат удобной интегральной характеристикой. На рис. 11 видно, что наша зависимость $\langle E \rangle$ от E_n для $^{240}\text{Pu}(n, F)$ похожа на наблюдаемую для спектров МНД для реакции $^{239}\text{Pu}(n, F)$ [35, 36]. Средние величины определялись в диапазоне энергий нейтронов $\varepsilon \sim 0,01\text{--}10,00$ МэВ. Наша оценка $\langle E \rangle$ от E_n для $^{239}\text{Pu}(n, F)$ [1] наиболее детально воспроизводит совокупность экспериментальных данных [35, 36], особенно вблизи порогов реакций $^{239}\text{Pu}(n, nf)$ и $^{239}\text{Pu}(n, 2nf)$. Оценка [1] отличается от оценок [14, 24, 25] только в интервале энергий $E_n \sim 8\text{--}10$ МэВ. Теоретические оценки [16, 17] не воспроизводят экспериментальную зависимость $\langle E \rangle$ от E_n для $^{239}\text{Pu}(n, F)$ [39]. Несмотря на то, что СМНД из JENDL-4.0 [16] и ENDF/B-VIII.0 [17] предсказывают вариацию $\langle E \rangle$ для $^{240}\text{Pu}(n, F)$ выше порога E_{nnf} , корреляцию этих вариаций с (n, xnf) нейтронами можно считать условной, так как в этих работах корреляции формы СМНД с вкладами $\beta_x(E_n) = \sigma_{n, xnf} / \sigma_{n, F}$ с испарительными (в [17]) спектрами нейтронов $(n, xnf)^{1, \dots, x}$ и ТКЕ искажены. Наша оценка $\langle E \rangle$ для $^{238}\text{U}(n, F)$ жестко коррелирует с формой СМНД. Влияние нейтронов $^{238}\text{U}(n, 2nf)^{1, 2}$ на $\langle E \rangle$ много сильнее, чем для реакции $^{240}\text{Pu}(n, F)$. Корреляция формы СМНД со средней энергией $\langle E \rangle$ в случае $^{240}\text{Pu}(n, F)$ такова, что $\langle E \rangle$ занимает промежуточное положение между $\langle E \rangle$ для $^{239}\text{Pu}(n, F)$ и $^{238}\text{U}(n, F)$.

Для $^{238}\text{U}(n, F)$ зависимость $\langle E \rangle$ от E_n была получена в [9, 23], оценка настоящей работы отличается от нее только в интервале $8,5 < E_n < 11$ МэВ. Зависимость $\langle E \rangle$

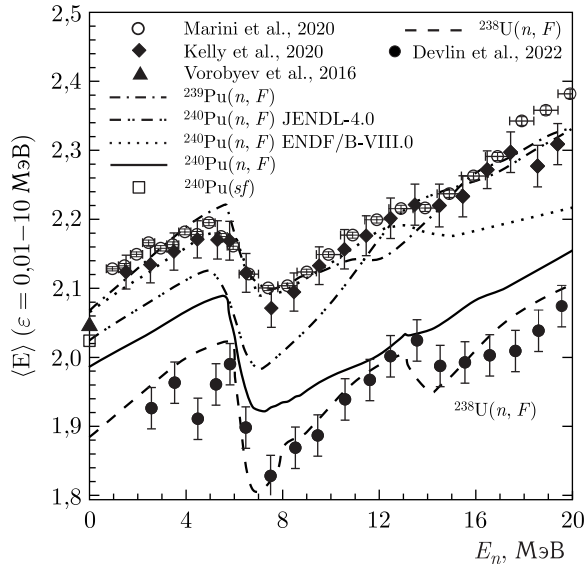


Рис. 11. Средняя энергия спектра мгновенных нейтронов деления реакции $^{238}\text{U}(n, F)$, $^{240}\text{Pu}(n, F)$ и $^{239}\text{Pu}(n, F)$: сплошная линия — $^{240}\text{Pu}(n, F)$; штриховая линия — $^{238}\text{U}(n, xnf)$; штрихпунктирная линия — $^{239}\text{Pu}(n, F)$; штрихпунктирная линия с двумя точками — $^{240}\text{Pu}(n, F)$ JENDL-4.0 [16]; пунктирная линия — $^{240}\text{Pu}(n, F)$ ENDF/B-VIII.0 [17]; \circ — $^{239}\text{Pu}(n, F)$ [35]; \diamond — $^{239}\text{Pu}(n, F)$ [36]; \bullet — $^{238}\text{U}(n, F)$ [8]; \blacktriangle — $^{239}\text{Pu}(n, F)$ [45]; \square — $^{240}\text{Pu}(sf)$ [15]

от E_n для $8,5 < E_n < 11$ МэВ основана на систематике для параметра $E_{vij} = \alpha_1 E_{vij}^0$ для СМНД $^{239}\text{Pu}(n, F)$ и $^{235}\text{U}(n, F)$ [1, 38–41].

Уменьшение E_f^{pre} с ростом энергии возбуждения делящегося ядра в реакции деления «первого» шанса, в данном случае $^{240}\text{Pu}(n, f)$ [42, 43], при $E_n < E_{nnf}$, по-видимому, сопровождается увеличением расстояния между осколками в точке разрыва [44]. Локальные максимумы в кинетической энергии осколков деления ТКЕ при $E_n > E_{nnf}$ до и после эмиссии мгновенных нейтронов деления вблизи порогов реакций $^{240}\text{Pu}(n, nf)$ и $^{240}\text{Pu}(n, 2nf)$ явно в данных [42] не наблюдаются. На рис. 12 видно, что наша оценка ТКЕ для $^{240}\text{Pu}(n, F)$ жестко коррелирует с $\langle E \rangle$ СМНД. Учет вариаций ТКЕ вблизи порогов реакций (n, xnf) , связанных с уменьшением энергии возбуждения делящихся ядер после эмиссии предделительных нейтронов, позволяет воспроизвести данные [42, 43]. Это обстоятельство может служить косвенным свидетельством в пользу реалистичной оценки формы СМНД вблизи порогов реакций (n, xnf) , эксклюзивных спектров нейтронов $(n, xnf)^{1, \dots, x}$ и вкладов реакций (n, xnf) в наблюдаемое сечение деления $^{240}\text{Pu}(n, F)$.

Вклад реакции (n, nf) в $\sigma_{n, F}$ $^{240}\text{Pu}(n, F)$ меньше, чем вклад (n, f) в сечение реакции $^{238}\text{U}(n, F)$, поэтому рост ТКЕ вблизи порога (n, nf) проявляется слабее. Воспроизвести наблюдаемые величины E_F^{pre} для $^{240}\text{Pu}(n, F)$ можно в предположении линейной зависимости $E_f^{\text{pre}}(E_n)$, т. е. ТКЕ для деления «первого» шанса $^{240}\text{Pu}(n, f)$. Уменьшение E_f^{pre} для реакции деления «первого» шанса $^{240}\text{Pu}(n, f)$ при дальнейшем повышении энергии возбуждения $E_n > E_{nnf}$ можно связать с переходом от пре-

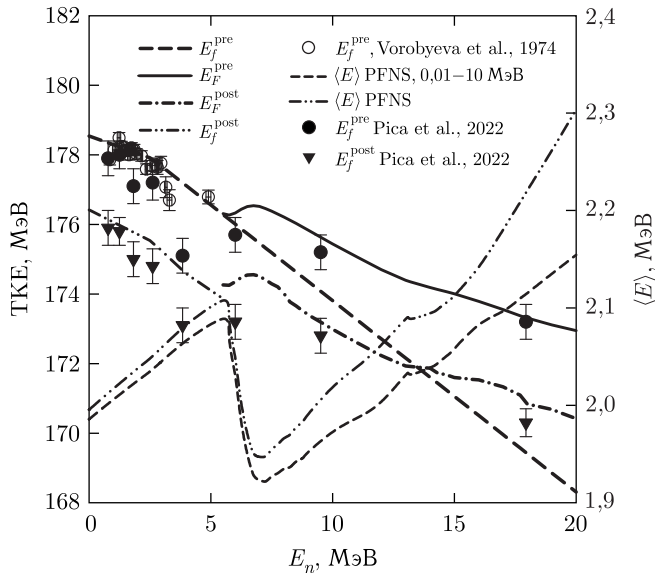


Рис. 12. Полная кинетическая энергия ТКЕ для реакций: сплошная линия — $E_f^{\text{pre}}, ^{240}\text{Pu}(n, F)$; штриховая линия — $E_f^{\text{pre}}, ^{239}\text{Pu}(n, f)$; штрихпунктирная линия — $^{239}\text{Pu}(n, F), E_f^{\text{post}}$; штрихпунктирная линия с двумя точками — $^{239}\text{Pu}(n, f), E_f^{\text{post}}$; ● — $^{240}\text{Pu}(n, F), E_f^{\text{pre}}$ [42]; ○ — $^{240}\text{Pu}(n, F), E_f^{\text{pre}}$ [43]; ▼ — $^{240}\text{Pu}(n, F), E_f^{\text{post}}$ [42]; штрихпунктирная линия с двумя точками — $\langle E \rangle, ^{240}\text{Pu}(n, F)$; штриховая линия — $\langle E \rangle, \varepsilon \sim 0,01-10$ МэВ, $^{240}\text{Pu}(n, F)$

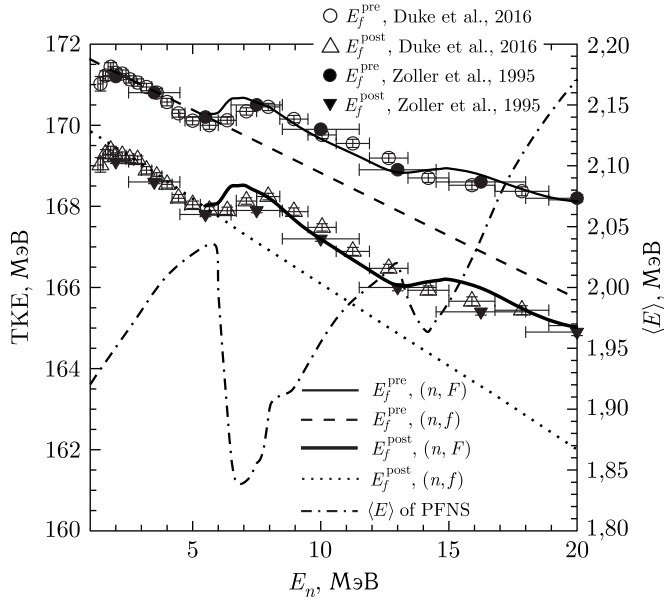


Рис. 13. Полная кинетическая энергия ТКЕ для реакций: сплошная линия — $E_F^{\text{pre}}, {}^{238}\text{U}(n, F)$; штриховая линия — ${}^{238}\text{U}(n, f), E_f^{\text{pre}}$; жирная сплошная линия — ${}^{238}\text{U}(n, F), E_F^{\text{post}}$; пунктирная линия — ${}^{238}\text{U}(n, f), E_f^{\text{post}}$; \blacklozenge — ${}^{238}\text{U}(n, F), E_F^{\text{pre}}$ [19]; \circ — ${}^{238}\text{U}(n, F), E_F^{\text{pre}}$ [20]; \blacktriangledown — ${}^{238}\text{U}(n, F), E_F^{\text{post}}$ [19]; \blacklozenge — ${}^{238}\text{U}(n, F), E_F^{\text{post}}$ [20]; штрихпунктирная линия — $\langle E \rangle, {}^{238}\text{U}(n, F)$

имущественно асимметричного деления к смеси асимметричной и симметричной мод деления [19]. Относительные вклады симметричной и асимметричной мод зависят от энергии возбуждения и нуклонного состава делящихся ядер [46–48]. Быстрый рост вклада моды симметричного деления при $E_n > 10$ МэВ [42] приводит к уменьшению E_f^{pre} и E_f^{post} для ядер реакции деления первого и других шансов и проявляется как уменьшение наблюдаемых ТКЕ E_F^{pre} и E_F^{post} [19, 20, 39, 41]. Учет уменьшения массы делящегося ядра за счет эмиссии предделительных нейтронов ν_{pre} в уравнении (8) существенно сказывается на энергетической зависимости E_F^{post} для энергий $E_n > E_{nnf}$. Впервые наблюдавшиеся в реакции ${}^{238}\text{U}(n, F)$ в [19] локальные максимумы в кинетической энергии осколков деления ТКЕ при $E_n > E_{nnf}$ до и после эмиссии мгновенных нейтронов деления представлены на рис. 13. Корреляция локальных вариаций в ТКЕ и $\langle E \rangle$ проявляется более отчетливо, чем в случае реакции ${}^{240}\text{Pu}(n, F)$. В рассматриваемом диапазоне энергий возбуждения ядер U и Pu для $E_n < 20$ МэВ вклад симметричной моды невелик, а разница величин $E_{\text{fasy}}^{\text{pre}}$ и $E_{\text{fsym}}^{\text{pre}}$ не превышает 10–15 МэВ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, на основании адекватного описания наблюдаемых делительных характеристик для реакций деления ${}^{232}\text{Th}(n, F)$, ${}^{235}\text{U}(n, F)$, ${}^{238}\text{U}(n, F)$ и ${}^{239}\text{Pu}(n, F)$ предсказаны спектры мгновенных нейтронов деления ${}^{240}\text{Pu}(n, F)$ для $E_n < 20$ МэВ. Показано, как форма наблюдаемых спектров мгновенных нейтронов деления (СМНД)

зависит от делимости составных и остаточных ядер $^{240-x}\text{Pu}$. Эксклюзивные спектры $^{240}\text{Pu}(n, xn, f)^{1, \dots, x}$ нейтронов соответствуют согласованному описанию наблюдаемых сечений реакций деления $^{240}\text{Pu}(n, F)$, $^{239}\text{Pu}(n, F)$, $^{238}\text{Pu}(n, F)$, $^{237}\text{Pu}(n, F)$ и $^{236}\text{Pu}(n, F)$, а также эмиссионных спектров нейтронов $^{239}\text{Pu}(n, xn)$ для нейтронов с энергией ~ 14 МэВ. Исходные значения параметров модели для описания СМНД $^{240}\text{Pu}(n, F)$ фиксированы при описании спектров мгновенных нейтронов спонтанного деления $^{240}\text{Pu}(sf)$. Эксклюзивные спектры предделительных нейтронов $^{240}\text{Pu}(n, xn, f)^{1, \dots, x}$ существенно влияют на наблюдаемые спектры мгновенных нейтронов деления (СМНД), полную кинетическую энергию осколков и продуктов деления ТКЕ для $^{240}\text{Pu}(n, F)$. Установлена корреляция этого эффекта с вкладами эмиссионного деления (n, xn, f) в наблюдаемое сечение деления и конкуренцией реакций $(n, n\gamma)$, $(n, xn)^{1, \dots, x}$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Maslov V. M.* Prompt Fission Neutron Spectra of ^{235}U and ^{239}Pu // Сб. анот. LXXII Междунар. конф. «Фундаментальные вопросы и приложения» (Ядро-2022), Москва, 11–16 июля 2022 г. С. 111; https://events.sinp.msu.ru/event/8/attachments/181/875_nucleus-2022-book-of-abstracts-www.pdf.
2. *Maslov V. M.* Anisotropy in Pre-Fission and $(n, n'\gamma)$ Neutron Spectra of $^{238}\text{U} + n$ // Сб. анот. LXXII Междунар. конф. «Фундаментальные вопросы и приложения» (Ядро-2022), Москва, 11–16 июля 2022 г. С. 168.
3. *Maslov V. M.* Pre-Fission $(n, 2nf)^{1,2}$ Neutrons in $^{235}\text{U}(n, f)$ and $^{239}\text{Pu}(n, f)$ // Там же. С. 169.
4. *Васильев Ю. А., Замятин Ю. С., Ильин Ю. И., Сиротинин Е. И., Торопов П. В., Фомушкин Э. Ф.* Измерения спектров и среднего числа нейтронов при делении ^{235}U и ^{238}U нейтронами с энергией 14,3 МэВ // ЖЭТФ. 1960. Т. 38. С. 671.
5. *Weisskopf W. F.* Statistics and Nuclear Reactions // Phys. Rev. 1937. V. 52. P. 295.
6. *Watt B. E.* Energy Spectrum of Neutrons from Thermal Fission of ^{235}U // Phys. Rev. 1952. V. 87. P. 1037.
7. *Бойков Г. С., Дмитриев В. Д., Кудяев Г. А., Свирин М. И., Смиренин Г. Н.* Спектр нейтронов деления ^{232}Th , ^{235}U и ^{238}U нейтронами с энергией 2,9 МэВ и 14,7 МэВ (ниже и выше порога эмиссионного деления) // ЯФ. 1991. Т. 53. С. 628.
8. *Devlin M., Bennett E. A., Buckner M. Q. et al.* Experimental Prompt Fission Neutron Spectra for the $^{235}, ^{238}\text{U}(n, f)$, $^{239}\text{Pu}(n, f)$ and $^{240}, ^{242}\text{Pu}(sf)$. <https://indico.frib.msu.edu/event/52/contributions/616/>.
9. *Maslov V. M., Porodzinskij Yu. V., Baba M., Hasegawa A., Kornilov N. V., Kagalenko A. B., Tetereva N. A.* Prompt Fission Neutron Spectra of $^{238}\text{U}(n, f)$ and $^{232}\text{Th}(n, f)$ above Emissive Fission Threshold // Phys. Rev. C. 2004. V. 69. P. 034607.
10. *Корнилов Н. В., Кагаленко А. Б., Hamsch F.-J.* Расчет спектров мгновенных нейтронов деления на основе новой систематики экспериментальных данных // ЯФ. 1999. Т. 62. С. 209.
11. Fission Neutron Spectra of Uranium-235. NEA. NEA/WEC-9, OECD. 2003.
12. *Hilscher D., Rossner H.* Dissipation in Nuclear Fission // Ann. Phys. Fr. 1992. V. 17. P. 471.
13. *Старостов Б. И., Нефедов В. Н., Бойцов А. А.* Спектры мгновенных нейтронов деления U-233, U-235, Pu-239 тепловыми нейтронами и спонтанного деления Cf-252 в интервале энергий 0,01–12 МэВ // Вопр. атомной науки и техники. Сер. «Ядерные константы». 1985. Вып. 3. С. 16.

14. *Maslov V. M., Pronyaev V. G., Tetereva N. A. et al.* $^{235}\text{U}(n, F)$, $^{233}\text{U}(n, F)$ and $^{239}\text{Pu}(n, F)$ Prompt Fission Neutron Spectra // J. Kor. Phys. Soc. 2011. V. 59. P. 1337.
15. *Gerasimenko B., Drapchinsky L., Kostochkin O. et al.* Precision Measurements of Prompt Neutron Spectra in ^{240}Pu and ^{242}Pu Spontaneous Fission // J. Nucl. Sci. Technol. 2002. V. 2. P. 362.
16. *Shibata K., Iwamoto O., Nakagawa T. et al.* JENDL-4.0: A New Library for Nuclear Science and Engineering // J. Nucl. Sci. Technol. 2011. V. 48. P. 1.
17. *Brown D. A., Chadwick M. B., Capote R. et al.* ENDF/B-VIII.0: The 8th Major Release of the Nuclear Reaction Data Library with CIELO-Project Cross Sections, New Standards and Thermal Scattering // Data Nucl. Data Sheets. 2018. V. 148. P. 1.
18. *Madland D.* Total Prompt Energy Release in the Neutron-Induced Fission of ^{235}U , ^{238}U and ^{239}Pu Neutron Spectra and Average Prompt Neutron Multiplicities // Nucl. Phys. A. 2006. V. 772. P. 113.
19. *Zoller C.* Ph.D. Thesis. Techn. Hochschule. Darmstadt, 1995; <http://www-win.gsi.de/charms/data.htm>.
20. *Duke D. L., Tovesson F., Laptev A. B. et al.* Fission-Fragment Properties in $^{238}\text{U}(n, f)$ between 1 and 30 MeV // Phys. Rev. C. 2016. V. 94. P. 054604.
21. *Maslov V. M.* Total Kinetic Energies in $^{232}\text{Th}(n, F)$, $^{238}\text{U}(n, F)$. <http://isinn.jinr.ru/past-isinns/isinn-27/abstracts/>.
22. *Khokhlov Yu. A., Ivanin I. A., In'kov V. I. et al.* Measurements Results of Average Neutron Multiplicity from Neutron Induced Fission of Actinides in 0.5–10 MeV Energy Range // Proc. of the Intern. Conf. on Nucl. Data for Science and Technol., Gatlinburg, TN, USA, 1994. V. 1. P. 272.
23. *Маслов В. М.* Спектры мгновенных нейтронов деления ^{238}U // ЯФ. 2008. Т. 71. С. 11.
24. *Маслов В. М.* Спектры мгновенных нейтронов деления U и Pu выше порога эмиссионного деления // Вопр. атомной науки и техники. Сер. «Физика ядерных реакторов». 2006. Вып. 2. P. 33; http://vniief.ru/wps/wcm/connect/vniief/site/publishing/publications/nuclearreactor/y2006/y2-2006/vipusk2_2006.
25. *Маслов В. М.* Спектры мгновенных нейтронов деления ^{239}Pu // АЭ. 2007. Т. 103. С. 119.
26. *Корнилов Н. В.* Спектры мгновенных нейтронов деления ^{238}U // Вопр. атомной науки и техники. Сер. «Ядерные константы». 1985. Вып. 4. С. 46.
27. *Ловчикова Г. Н., Труфанов А. М., Свириш М. И. и др.* Спектры и средние энергии в реакции деления ^{238}U нейтронами с энергией < 20 МэВ // ЯФ. 2004. Т. 67. С. 1270.
28. *Frehaut J., Bertin A., Bois R.* Measurement of the Fission Neutron Energy Spectra for the Fast Neutron Induced Fission of U-235 and U-238 // 3-я Всесоюз. конф. по нейтронной физике, Киев, СССР, 9–13 июня 1975 г. Т. 5. С. 349–362.
29. *Maslov V. M.* Direct and Compound Interactions for the Neutron-Induced Fission Cross Section Determination // Eur. Phys. J. Web Conf. 2010. V. 8. P. 02002.
30. *Kammerdiener J. L.* Neutron Spectra Emitted by ^{239}Pu , ^{238}U , ^{235}U , Pb, Nb, Ni, Al and C Irradiated by 14 MeV Neutrons. UCRL-51232. 1972.
31. *Baba M., Wakabayashi H., Ito N. et al.* Measurements of Prompt Fission Neutron Spectra and Double-Differential Neutron Inelastic-Scattering Cross Sections for ^{238}U and ^{232}Th // J. Nucl. Sci. Technol. 1990. V. 27. P. 601.
32. *Maslov V. M., Porodzinskij Yu. V., Tetereva N. A. et al.* Excitation of Octupole, Beta- and Gamma-Vibration Band Levels of ^{238}U by Inelastic Neutron Scattering // Nucl. Phys. A. 2006. V. 764. P. 212.
33. *Dupuis M., Hilaire S., Peru S.* Microscopic Modeling of Direct Pre-Equilibrium Emission from Neutron Induced Reactions on Even and Odd Actinides // Eur. Phys. J. Web Conf. 2017. V. 146. P. 12002.

34. Kelly K. J., Kawano T., O'Donnel J. M. et al. Pre-Equilibrium Asymmetries in the $^{239}\text{Pu}(n, f)$ Prompt Fission Neutron Spectrum // Phys. Rev. Lett. 2019. V. 122. P. 072503.
35. Marini P., Taieb J., Laurent B. et al. Prompt-Fission-Neutron Spectra in the $^{239}\text{Pu}(n, f)$ Reaction // Phys. Rev. C. 2020. V. 101. P. 044614.
36. Kelly K. J., Devlin M., O'Donnel J. M. et al. Measurement of the $^{239}\text{Pu}(n, f)$ Prompt Fission Neutron Spectrum from 10 keV to 10 MeV Induced by Neutrons of Energy 1–20 MeV // Phys. Rev. C. 2020. V. 102. P. 034615.
37. Kelly K. J., Gomez J. A., Devlin M. et al. Measurement of the $^{235}\text{U}(n, f)$ Prompt Fission Neutron Spectrum from 10 keV to 10 MeV Induced by Neutrons of Energy from 1 MeV to 20 MeV // Phys. Rev. C. 2022. V. 105. P. 044615.
38. Маслов В. М., Тетерева Н. А., Проняев В. Г. и др. Спектр мгновенных нейтронов деления $^{235}\text{U}(n, f)$ // АЭ. 2010. Т. 108. С. 352.
39. Maslov V. M. Prompt Fission Neutron Spectra of $^{235}\text{U}(n, F)$ and $^{239}\text{Pu}(n, F)$. <https://events.sinp.msu.ru/event/8/contributions/586/attachments/568/881/mvmNucl2022%2B.pdf>.
40. Maslov V. M., Kornilov N. V., Kagalenko A. B., Tetereva N. A. Prompt Fission Neutron Spectra of ^{235}U Up above Emissive Fission Threshold // Nucl. Phys. A. 2005. V. 760. P. 274; <https://www-nds.iaea.org/minskact/data/92235i18.txt>.
41. Maslov V. M., Porodzinskij Yu. V., Baba M., Hasegawa A., Kornilov N. V., Kagalenko A. B., Tetereva N. A. Prompt Fission Neutron Spectra of $^{238}\text{U}(n, f)$ above Emissive Fission Threshold // Eur. Phys. J. A. 2003. V. 18. P. 93.
42. Pica A., Chemey A. T., Loveland W. The Fast Neutron Induced-Fission of ^{240}Pu and ^{242}Pu // Phys. Rev. C. 2022. V. 106. P. 044603.
43. Воробьева В. Г., Дьяченко Н. П., Кузьминов Б. Д. и др. Определение энергетической зависимости ν для ^{238}U , ^{240}Pu и ^{242}Pu с помощью анализа энергетического баланса // АЭ. 1974. Т. 36. С. 32.
44. Shimada K., Ishizuka Ch., Ivanyuk F. A. et al. Dependence of Total Kinetic Energy of Fission Fragments on the Excitation Energy of Fissioning Systems // Phys. Rev. C. 2021. V. 104. P. 054609.
45. Воробьев А. С., Щербаков О. А. Интегральные спектры мгновенных нейтронов деления ^{235}U и ^{239}Pu тепловыми нейтронами // Вопр. атомной науки и техники. Сер. «Ядерные константы». 2016. Вып. 2. С. 52.
46. Maslov V. M. Symmetric/Asymmetric p - and n -Induced Fission of Th, Pa, U and Np // 4th Intern. Workshop on Nucl. Fission and Fission-Product Spectroscopy. AIP, 2009. P. 87.
47. Maslov V. M. Symmetric vs Asymmetric Nucleon-Induced Fission of Thorium Up to 200 MeV // Phys. Lett. B. 2007. V. 649. P. 376.
48. Maslov V. M. Symmetric/Asymmetric p - and n -Induced Fission of Th, Pa, U, Np, Pu and Am // J. Kor. Phys. Soc. 2011. V. 59. P. 863.

Получено 1 ноября 2022 г.