

АНИЗОТРОПИЯ СПЕКТРОВ МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ $^{232}\text{Th}(n, F)$ И $^{238}\text{U}(n, F)$

*В. М. Маслов**

Минск

Угловая анизотропия нейтронных эмиссионных спектров (НЭС) $^{232}\text{Th} + n$ и $^{238}\text{U} + n$ обусловлена угловой зависимостью упругого рассеяния, прямого возбуждения коллективных уровней и предравновесной эмиссией первого нейтрона реакции $(n, nX)^1$, а также коллективными возбуждениями в непрерывном спектре с $U \approx 1-6$ МэВ. В случае наблюдаемых спектров мгновенных нейтронов деления (СМНД) их анизотропия обусловлена анизотропией эксклюзивных спектров предделительных нейтронов реакций $(n, xnf)^1$. Для корректной оценки возбуждения уровней ^{232}Th и ^{238}U в непрерывном спектре с энергией возбуждения $U \approx 1-6$ МэВ учтены связь уровней полосы основного состояния с $J^\pi = 0^+, 2^+, 4^+, 6^+, 8^+$ (в модели жесткого ротатора), связь уровней γ -полос с $K^\pi = 0^+, 2^+$, а также уровней октупольных полос с $K^\pi = 0^-$ в модели мягкого ротатора (уровни с энергиями возбуждения $U \approx 0-1$ МэВ). Детально описаны НЭС для $^{232}\text{Th} + n$ и $^{238}\text{U} + n$ при $E_n \sim 6, \sim 12, \sim 14, \sim 18$ МэВ. Достигнуто адекватное описание дважды дифференциальных эмиссионных спектров и угловых распределений нейтронов $(n, nX)^1$ в области непрерывного спектра, соответствующего энергиям возбуждения остаточных ядер $U \approx 1-6$ МэВ. Показано, что в случае СМНД $^{232}\text{Th} + n$ и $^{238}\text{U} + n$ анизотропия обусловлена тем, что часть нейтронов $(n, nX)^1$ проявляется в эксклюзивных спектрах предделительных нейтронов аналогично реакции $^{239}\text{Pu}(n, xnf)$. Для реакций $^{232}\text{Th}(n, xnf)^{1,\dots,x}$ и $^{238}\text{U}(n, xnf)^{1,\dots,x}$ расчетные СМНД демонстрируют различную чувствительность к эмиссии нейтронов $(n, xnf)^1$ в переднюю и заднюю полусферы относительно налетающего пучка нейтронов. Средняя энергия СМНД и нейтронов $(n, xnf)^1$ зависит от угла эмиссии нейтронов θ ; сечение деления, среднее число мгновенных нейтронов деления и полная кинетическая энергия осколков (продуктов) деления (ТКЕ) также зависят от угла эмиссии θ . Эксклюзивные спектры нейтронов $(n, xnf)^{1,\dots,x}$ для $\theta \sim 90^\circ$ соответствуют согласованному описанию наблюдаемых сечений реакций деления (эмиссии нейтронов) $^{232}\text{Th}(n, F)$ ($^{238}\text{U}(n, F)$) и $^{232}\text{Th}(n, xn)$ ($^{238}\text{U}(n, xn)$). Аппроксимация распределения $\omega(\theta)$ для $^{239}\text{Pu}(n, xnf)$ согласуется с НЭС $^{232}\text{Th} + n$ и $^{238}\text{U} + n$ при $E_n \approx 6-18$ МэВ. Угловая анизотропия нейтронов $(n, xnf)^1$ для $^{232}\text{Th} + n$ и $^{238}\text{U} + n$ проявляется в отношениях средних энергий СМНД и эксклюзивных спектров предделительных нейтронов $(n, xnf)^{1,\dots,x}$. Выявлена корреляция угловой анизотропии вторичных нейтронов

* E-mail: mvm2386@yandex.ru

$(n, xn f)^1$ с вкладом эмиссионного деления $(n, n f)$ в наблюдаемое сечение деления и угловой анизотропией нейтронных эмиссионных спектров.

Angular anisotropy of neutron emission spectra (NES) of $^{232}\text{Th} + n$ and $^{238}\text{U} + n$ interactions is due to angular dependence of elastic scattering, direct excitation cross sections of collective levels and pre-equilibrium emission of $(n, nX)^1$ neutrons and collective excitations in continuum at $U \approx 1-6$ MeV. In case of prompt fission neutron spectra (PFNS), anisotropy is due to angle dependence of exclusive pre-fission $(n, xn f)^1$ neutron spectra. To provide accurate estimate of collective excitations in continuum at $U \approx 1-6$ MeV, ground state band levels $J^\pi = 0^+, 2^+, 4^+, 6^+, 8^+$ are coupled within rigid rotator model, while those of γ -bands with $K^\pi = 0^+, 2^+$, octupole band $K^\pi = 0^-$ are coupled within soft deformable rotator model (level excitation energies $U = 0-1.2$ MeV). Data on $^{232}\text{Th} + n$ and $^{238}\text{U} + n$ NES are exhaustively described at $E_n \sim 6, \sim 12, \sim 14, \sim 18$ MeV. Adequate approximation of angular distributions of $(n, nX)^1$ first neutron inelastic scattering in continuum, which corresponds to $U = 1-6$ MeV excitations for $E_n \sim 0.01-20$ MeV, is obtained. It is shown that in $^{232}\text{Th} + n$ and $^{238}\text{U} + n$ interactions the anisotropy is due to the fact that a small part of $(n, nX)^1$ neutrons might be involved in exclusive pre-fission neutron spectra like in $^{239}\text{Pu}(n, xn f)$ reaction. In $^{232}\text{Th}(n, xn f)^{1,\dots,x}$ and $^{238}\text{U}(n, xn f)^{1,\dots,x}$ reactions the calculated PFNS demonstrate different responses to $(n, xn f)^1$ neutron emission in forward and backward semi-spheres relative to the incident neutron momentum. Average energy of $(n, xn f)^1$ neutrons depends on the emission angle θ ; i.e., fission cross sections, prompt neutron number and total kinetic energy depend on angle θ as well. Exclusive neutron spectra $(n, xn f)^{1,\dots,x}$ at $\theta \sim 90^\circ$ are consistent with observed $^{232}\text{Th}(n, F)(^{238}\text{U}(n, F))$ and $^{232}\text{Th}(n, xn)(^{238}\text{U}(n, xn))$ reaction cross sections. Approximation for $\omega(\theta)$ of $^{239}\text{Pu}(n, xn f)$ is consistent with NES of $^{232}\text{Th} + n$ and $^{238}\text{U} + n$ at $E_n \approx 6-18$ MeV. Angular anisotropy of $(n, xn f)^1$ neutrons of $^{232}\text{Th} + n$ and $^{238}\text{U} + n$ interactions is revealed in ratios of average energies of PFNS and exclusive $(n, xn f)^{1,\dots,x}$ pre-fission neutron spectra. The correlation is revealed of angular anisotropy of $(n, xn f)^1$ neutrons with contribution of emissive fission $(n, n f)$ to the observed fission cross section and angular anisotropy of NES.

PACS: 24.75.+i; 25.40.-h; 25.85.Ec

ВВЕДЕНИЕ

Угловая анизотропия нейтронных эмиссионных спектров (НЭС) $^{232}\text{Th} + n$ [1, 2] и $^{238}\text{U} + n$ [3-6] при $E_n > E_{n n f}$, где $E_{n n f}$ — порог реакции $(n, n f)$, обусловлена угловой зависимостью упругого рассеяния, прямого возбуждения коллективных уровней и предравновесной эмиссией первого нейтрона реакции $(n, nX)^1$, а также коллективными возбуждениями ядра-мишени в непрерывном спектре с $U \approx 1-6$ МэВ. В случае наблюдаемых спектров мгновенных нейтронов деления (СМНД) угловая анизотропия эмиссии нейтронов обусловлена анизотропией эксклюзивных спектров предделительных нейтронов $(n, xn f)^1$ в реакциях $^{232}\text{Th}(n, F)$ и $^{238}\text{U}(n, F)$. Анизотропная часть дважды дифференциальных спектров первых нейтронов, соответствующая

возбуждениям ядра-мишени 1–6 МэВ, проявляется в компоненте дважды дифференциальных НЭС, соответствующей реакции $(n, n\gamma)^1((n, n'))$. Расчетные НЭС $^{232}\text{Th} + n$ и $^{238}\text{U} + n$, используемые в прикладных задачах, не воспроизводят соответствующие измеренные НЭС. Очевидные недостатки стандартной экситонной модели существенно проявляются при возбуждениях ядра-мишени $U \approx 1\text{--}6$ МэВ [7, 8]. Известны попытки [9] компенсировать эти недостатки с помощью десятков фиктивных квазидискретных уровней с $J^\pi = 2^+$ и 3^- с энергией возбуждения $U \approx 1\text{--}4$ МэВ. Прямое возбуждение коллективных уровней положительной и отрицательной четности, за исключением уровней ротационной полосы основного состояния, с энергией $U < 1,2$ МэВ игнорируется [9] для ^{238}U либо занижается [10] для ^{232}Th . Неупругое рассеяние с возбуждением фиктивных уровней ^{238}U в работе [9] вычислялось в борновском приближении искаженных волн (DWBA), однако, как показали интегральные измерения [11], существенные расхождения в расчетных, интегральных и измеренных дважды дифференциальных НЭС $^{232}\text{Th} + n$ [1, 2] и $^{238}\text{U} + n$ [3–6] остались. Используя другой формализм, квантовое приближение случайных фаз (QRPA), как показано в работе [12], устранить разногласия не удалось.

Одновременный учет коллективного возбуждения уровней ротационной полосы с $J^\pi = 0^+, 2^+, 4^+, 6^+, 8^+$ и уровней γ -полосы с $K^\pi = 0^+, 2^+$, октупольной полосы с $K^\pi = 0^-$ с $U < 1,2$ МэВ [13, 14] имеет критическое значение для адекватной аппроксимации угловой зависимости спектра нейтронов $(n, nX)^1\omega(\theta)$ с возбуждением состояний в непрерывном спектре с $U \approx 1\text{--}6$ МэВ. НЭС и их угловая зависимость для $^{232}\text{Th} + n$ и $^{238}\text{U} + n$ при $E_n \sim 6, \sim 12, \sim 14, \sim 18$ МэВ воспроизводятся.

В работах [15–19] обнаружена угловая анизотропия мгновенных нейтронов в реакциях $^{239}\text{Pu}(n, F)$ ($^{239}\text{Pu}(n, xn f)$) и $^{235}\text{U}(n, F)$ ($^{235}\text{U}(n, xn f)$). Анизотропия эмиссии нейтронов относительно налетающего пучка нейтронов возникает ввиду того, что после эмиссии части вторичных нейтронов $(n, nX)^1$ энергия возбуждения ядра достаточна для деления. Такие нейтроны называются предделительными, а их спектр — эксклюзивным спектром реакции $(n, nf)^1$. В реакциях $^{235}\text{U}(n, xn f)$ и $^{239}\text{Pu}(n, xn f)$ СМНД деления по-разному зависят от эмиссии нейтронов $(n, xn f)^1$ в переднюю и заднюю полусферы относительно пучка налетающих нейтронов [20, 21]. Средние энергии нейтронов $(n, xn f)^1$ также существенно зависят от угла эмиссии θ , равно как и сечения деления, число мгновенных нейтронов и кинетические энергии осколков. Эксклюзивные спектры нейтронов $(n, xn f)^{1,\dots,x}$ для угла эмиссии $\theta \sim 90^\circ$ согласуются с наблюдаемыми сечениями реакций $^{239}\text{Pu}(n, F)$ ($^{235}\text{U}(n, F)$) и $^{239}\text{Pu}(n, xn)$ ($^{235}\text{U}(n, xn)$). Влияние предделительных нейтронов на наблюдаемые СМНД зависит от формы спектра $(n, xn f)^{1,\dots,x}$, вкладов эмиссионного деления, энергии возбуждения и кинетической энергии осколков деления (ТКЕ). Спектры нейтронов реакций $^{232}\text{Th}(n, xn f)^{1,\dots,x}$

и $^{238}\text{U}(n, xn f)^{1, \dots, x}$ различаются, поэтому и чувствительность к эмиссии нейтронов $(n, xn f)^1$ в переднюю и заднюю полусферы относительно пучка налетающих нейтронов будет специфической. Полуфеноменологическая оценка $\omega(\theta)$ [20], полученная для $^{239}\text{Pu}+n$, как будет показано ниже, согласуется и с дважды дифференциальными НЭС $^{232}\text{Th}+n$ [1, 2] и $^{238}\text{U}+n$ [3–6] при $E_n \approx 6-18$.

Цель работы состоит в предсказании анизотропии НЭС и СМНД $^{238}\text{U}(n, F)$ и $^{232}\text{Th}(n, F)$ при энергии налетающих нейтронов $E_n < 20$ МэВ с помощью развитых в работах [20, 21] методов, согласующихся с прецизионными измерениями СМНД $^{235}\text{U}(n, F)$ [15, 16], $^{238}\text{U}(n, F)$ [22] и $^{239}\text{Pu}(n, F)$ [17–19].

1. ЭМИССИОННЫЕ НЕЙТРОННЫЕ СПЕКТРЫ

Испарительные предделительные нейтроны испускаются сферически-симметрично относительно пучка налетающих нейтронов. Угловая анизотропия СМНД, обнаруженная в реакции $^{239}\text{Pu}(n, F)$ [17], связана с предравновесным механизмом эмиссии нейтрона $(n, nX)^1$ и возбуждением коллективных состояний в непрерывном спектре возбуждений ядра-мишени [20, 21]. Направление вылета таких нейтронов коррелирует с импульсом налетающего нейтрона. Направление вылета первого нейтрона реакции $^{232}\text{Th}(n, nX)^1$ ($^{238}\text{U}(n, nX)^1$), равно как и всех его парциальных составляющих в эксклюзивных спектрах нейтронов реакций $(n, n\gamma)^1$, $(n, 2n)^1$, $(n, 3n)^1$ и интересующих нас нейтронов реакций $(n, n f)^1$, $(n, 2n f)^1$ и $(n, 3n f)^1$, также коррелирует с импульсом налетающих нейтронов. Направление эмиссии мгновенных нейтронов деления из осколков деления коррелирует, главным образом, с направлением разлета осколков, т. е. с осью деления. Те и другие нейтроны регистрируются в экспериментах в совпадении с осколками деления. В работе [22] мгновенные нейтроны деления реакции $^{238}\text{U}(n, F)$ регистрировались ~ 50 детекторами, расположенными под различными углами относительно падающего пучка нейтронов [17–19], однако угловой зависимости СМНД для $^{238}\text{U}(n, F)$ представлено не было. Используя методы, развитые в работах [20, 21], можно получить угловые зависимости мгновенных нейтронов деления и предделительных нейтронов для реакций $^{232}\text{Th}(n, F)$ и $^{238}\text{U}(n, F)$.

Дважды дифференциальный нейтронный эмиссионный спектр определяется как

$$\frac{d^2\sigma(\varepsilon, E_n, \theta)}{d\varepsilon d\theta} = \frac{1}{2\pi} \left[\nu_p(E_n, \theta) \sigma_{nF}(E_n, \theta) S(\varepsilon, E_n, \theta) + \sigma_{nn\gamma}(\varepsilon, E_n, \theta) \frac{d^2\sigma_{nn\gamma}^1(\varepsilon, E_n, \theta)}{d\varepsilon d\theta} + \right]$$

$$\begin{aligned}
& + \sigma_{n2n}(\varepsilon, E_n, \theta) \left(\frac{d^2 \sigma_{n2n}^1(\varepsilon, E_n, \theta)}{d\varepsilon d\theta} + \frac{d^2 \sigma_{n2n}^2(\varepsilon, E_n, \theta)}{d\varepsilon d\theta} \right) + \\
& + \sigma_{n3n}(\varepsilon, E_n, \theta) \left(\frac{d^2 \sigma_{n3n}^1(\varepsilon, E_n, \theta)}{d\varepsilon d\theta} + \frac{d^2 \sigma_{n3n}^2(\varepsilon, E_n, \theta)}{d\varepsilon d\theta} + \frac{d^2 \sigma_{n3n}^3(\varepsilon, E_n, \theta)}{d\varepsilon d\theta} \right) + \\
& + \sum_q \frac{d\sigma_{nn\gamma}(\varepsilon, E_q, E_n, \theta)}{d\theta} G(\varepsilon, E_q, E_n, \Delta_\theta) \Big], \quad (1) \\
G(\varepsilon, E_q, E_n, \Delta_\theta) &= \frac{2}{\Delta_\theta \sqrt{\pi}} \exp \left\{ - \left[\frac{\varepsilon - (E_n - E_q)}{\Delta_\theta} \right]^2 \right\}. \quad (2)
\end{aligned}$$

Уравнение (1) — это суперпозиция СМНД $S(\varepsilon, E_n, \theta)$, эксклюзивных спектров нейтронов $(n, n\gamma)^1$, $(n, 2n)^{1,2}$ и $(n, 3n)^{1,2,3}$, эксклюзивных спектров $\frac{d^2 \sigma_{n\alpha n}^k(\varepsilon, E_n, \theta)}{d\varepsilon d\theta}$, а также спектров упруго- и неупругорассеянных нейтронов, сопровождающихся возбуждением дискретных коллективных состояний E_q ядра $^{232}\text{Th}(^{238}\text{U})$, $\frac{d^2 \sigma_{nn\gamma}(\varepsilon, E_q, E_n, \theta)}{d\varepsilon d\theta}$. $G(\varepsilon, E_q, E_n, \Delta_\theta)$ — функция разрешения (Δ_θ), 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 средней множественности мгновенных нейтронов деления.

Угловая анизотропия НЭС $^{232}\text{Th} + n$ и $^{238}\text{U} + n$ обусловлена угловой зависимостью упругого рассеяния, прямого возбуждения коллективных уровней и предравновесной эмиссией первого нейтрона реакции $(n, nX)^1$, а также коллективными возбуждениями в непрерывном спектре с $U \approx 1-6$ МэВ. В настоящей работе сечения коллективного возбуждения уровней ротационной полосы с $J^\pi = 0^+, 2^+, 4^+, 6^+, 8^+$ вычислялись в стандартной модели жесткого ротатора, а уровней γ -полосы с $K^\pi = 0^+, 2^+$, октупольной полосы с $K^\pi = 0^-$ с $U \lesssim 1,2$ МэВ — в модели мягкого деформированного ротатора [13, 14] (см. также ссылки в [14]). В результате получена адекватная аппроксимация угловой зависимости спектра нейтронов $(n, nX)^1 \omega(\theta)$, эмиссия которых сопровождается возбуждением состояний в непрерывном спектре с $U \approx 1-6$ МэВ. Для ядра ^{232}Th уровни ротационной полосы с $K^\pi = 0^+$ (0,73035 МэВ) — это квадрупольные продольные β -колебания, тогда как уровни третьей полосы с $K^\pi = 0^+$ (1,0787 МэВ) — это квадрупольные поперечные γ -колебания. Положения уровней в обеих полосах определяются параметром мягкости относительно соответствующих колебаний μ_β и μ_γ [7, 8, 13, 14]. Уровни аномальной ротационной γ -полосы с $K^\pi = 2^+$ определяются параметром неаксиальности γ_0 . Эта полоса на $\sim 0,3$ МэВ ниже, чем в ядре ^{238}U , а полоса с $K^\pi = 0^+$ (1,0787 МэВ) смещена вверх по энергии (на $\sim 0,250$ МэВ) по сравнению с аналогичной полосой ядра ^{238}U . Это означает, что в модели мягкого ротатора ядро ^{232}Th намного «мягче», чем ядро ^{238}U , по отношению к квадрупольным продольным β -колебаниям, что соответствует большим значениям параметра μ_β [13, 14]. В случае квадрупольных

поперечных γ -колебаний параметр γ_0 , определяющий статические неаксиальные деформации, для ^{232}Th выше, чем в случае ^{238}U . Его значение определяется положением основания аномальной ротационной γ -полосы с $K^\pi = 2^+$, энергия которого существенно ниже, чем в случае ядра ^{238}U . Перечисленные особенности не позволяют однозначно определить относительную мягкость ^{232}Th и ^{238}U к квадрупольным поперечным γ -колебаниям, поскольку значения параметра μ_γ для них отличаются мало [7, 8, 13, 14].

Расчеты дифференциальных сечений прямого возбуждения коллективных уровней в работах [7, 8, 13, 14] для $^{232}\text{Th} + n$ и $^{238}\text{U} + n$ выполнялись следующим образом. При расчетах по методу связанных каналов каждый из 13(11) уровней $^{232}\text{Th}(^{238}\text{U})$ полос с $K^\pi = 0^+, 2^+, 0^-$ добавлялся к базису $0^+-2^+-4^+-6^+-8^+$ вместо уровня $J^\pi = 8^+$ полосы основного состояния. Связь с уровнями полосы основного состояния максимальна для уровня любой из полос с $K^\pi = 0^+, 2^+, 0^-$. Следует отметить, что такая процедура слабо влияет на полное сечение и сечение поглощения нейтронов, примерно так же, как изменение базиса в версии связанных каналов для жесткого ротатора с трех до пяти уровней.

Анизотропная часть дважды дифференциального спектра $\frac{d^2\sigma_{nnX}^1(\varepsilon, E_n, \theta)}{d\varepsilon d\theta}$ первого нейтрона $\frac{d^2\sigma_{nn\gamma}^1(\varepsilon, E_n, \theta)}{d\varepsilon d\theta}$, соответствующая возбуждениям ядра $^{232}\text{Th}(^{238}\text{U})$ с $U \approx 1-6$ МэВ, будет проявляться, главным образом, в анизотропии части спектра эмиссии нейтронов, соответствующей реакции $(n, n\gamma)^1$. Эмиссионный нейтронный спектр реакции $(n, nX)^1$ $\frac{d^2\tilde{\sigma}_{nnX}^1(\varepsilon, E_n, \theta)}{d\varepsilon d\theta}$ представлен в работах [20, 21] как сумма компаундной и предравновесной компонент, которые слабо зависят от угла эмиссии нейтрона. Дважды дифференциальный спектр первого нейтрона в виде

$$\frac{d^2\sigma_{nnX}^1(\varepsilon, E_n, \theta)}{d\varepsilon d\theta} \approx \frac{d^2\tilde{\sigma}_{nnX}^1(\varepsilon, E_n, \theta)}{d\varepsilon d\theta} + \sqrt{\frac{\varepsilon}{E_n}} \frac{\omega(\theta)}{E_n - \varepsilon}, \quad (3)$$

$$\omega(\theta) = 0,4 \cos^3(\theta) + 0,16 \quad (4)$$

позволяет воспроизвести НЭС для $^{232}\text{Th} + n$ и $^{238}\text{U} + n$. Величина второго члена в правой части уравнения (3) зависит от интегрального вклада в НЭС прямого возбуждения коллективных уровней β -полос с $K^\pi = 0^+$, γ -полос с $K^\pi = 0^+, 2^+$ и октупольных полос с $K^\pi = 0^-$. В работе [20] показано, что $\langle\omega(\theta)\rangle_\theta \approx \omega(90^\circ)$, тогда интегральный спектр примет вид

$$\frac{d\sigma_{nnX}^1(\varepsilon, E_n)}{d\varepsilon} \approx \frac{d\tilde{\sigma}_{nnX}^1(\varepsilon, E_n)}{d\varepsilon} + \sqrt{\frac{\varepsilon}{E_n}} \frac{\langle\omega(\theta)\rangle_\theta}{E_n - \varepsilon}. \quad (5)$$

Таким образом, можно получить адекватную аппроксимацию угловой зависимости непрерывного спектра эмиссии первого нейтрона $^{232}\text{Th}(n, nX)^1$ ($^{238}\text{U}(n, nX)^1$), соответствующую энергии возбуждения ядра-мишени $U \approx 1-6$ МэВ.

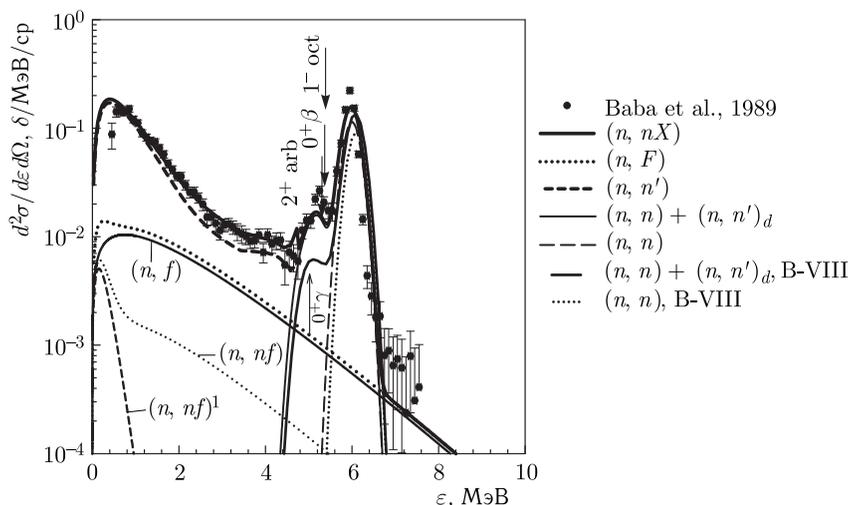


Рис. 1. Дважды дифференциальный нейтронный эмиссионный спектр при $E_n \sim 6,1$ МэВ и угле 90° для реакции $^{232}\text{Th} + n$ и его парциальные составляющие. Кривые: сплошная — (n, nX) ; пунктирная — (n, F) ; штриховая — (n, n') , эквивалентно $(n, n\gamma)^1$; толстая сплошная — $(n, n) + (n, n')_d$ для дискретных уровней; штриховая с длинными штрихами — (n, n) ; сплошная — (n, f) ; пунктирная — (n, nf) ; штриховая — $(n, nf)^1$; квазиупругий пик (ENDF/B-VIII [10]): тонкая сплошная — $(n, n) + (n, n')_d$ для дискретных уровней; пунктирная — (n, n) . Точки: • — [1]. Пороги возбуждения коллективных уровней показаны стрелками. На рис. 1–10 расчетный НЭС (n, nX) содержит СМНД

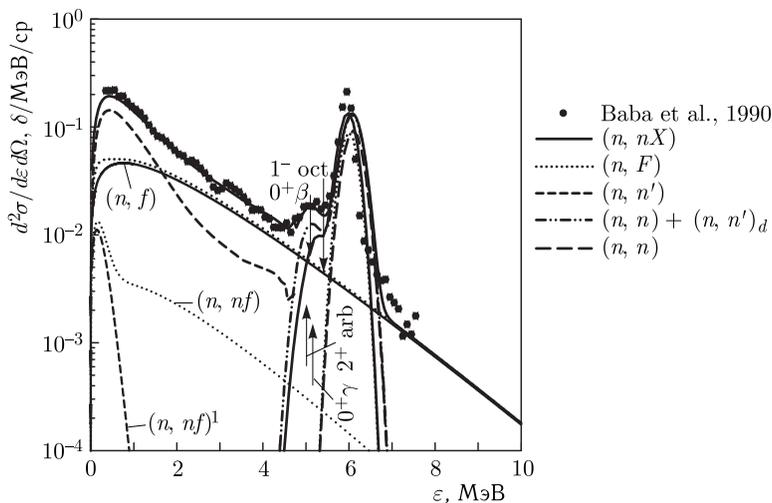


Рис. 2. То же, что и на рис. 1, но для реакции $^{238}\text{U} + n$. Точки: • — [4]

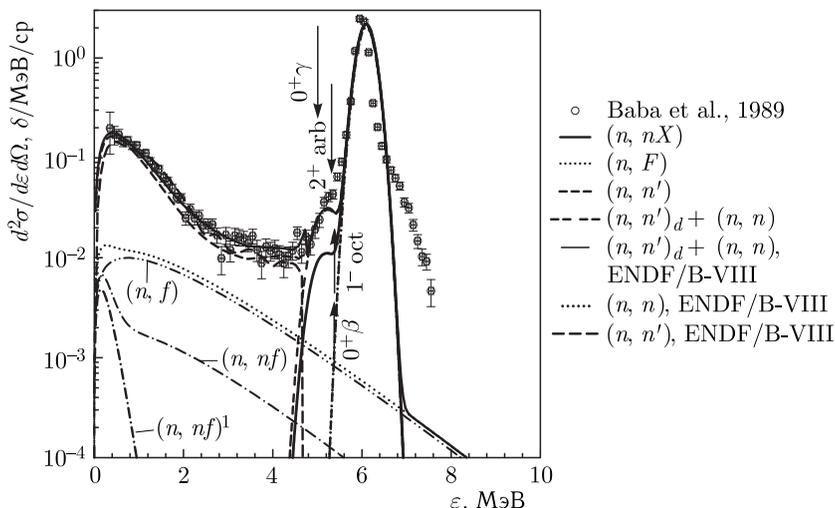


Рис. 3. Дважды дифференциальный нейтронный эмиссионный спектр при $E_n \sim 6,1$ МэВ и угле 30° для реакции $^{232}\text{Th} + n$ и его парциальные составляющие. Кривые: сплошная — (n, nX) ; пунктирная — (n, F) ; штриховая — (n, n') ; толстая сплошная — $(n, n) + (n, n')$ для дискретных уровней; штриховая — (n, n) ; штрихпунктирная с двумя точками — (n, f) ; штрихпунктирная — (n, nf) ; штрихпунктирная — $(n, nf)^1$; квазиупругий пик (ENDF/B-VIII [10]): тонкая сплошная — $(n, n) + (n, n')_d$ для дискретных уровней; пунктирная — (n, n) ; штриховая — (n, n') . Точки: \circ — [1]. Пороги возбуждения коллективных уровней показаны стрелками

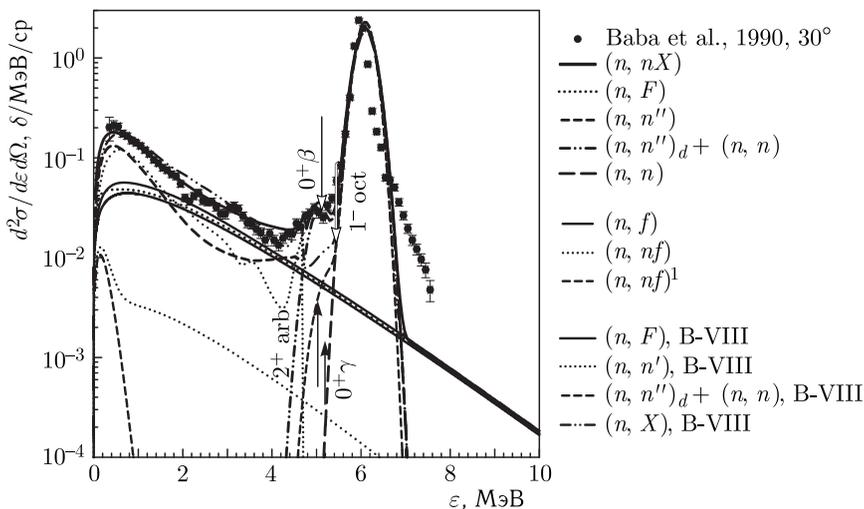


Рис. 4. То же, что и на рис. 3, но для реакции $^{238}\text{U} + n$. Точки: \bullet — [4]

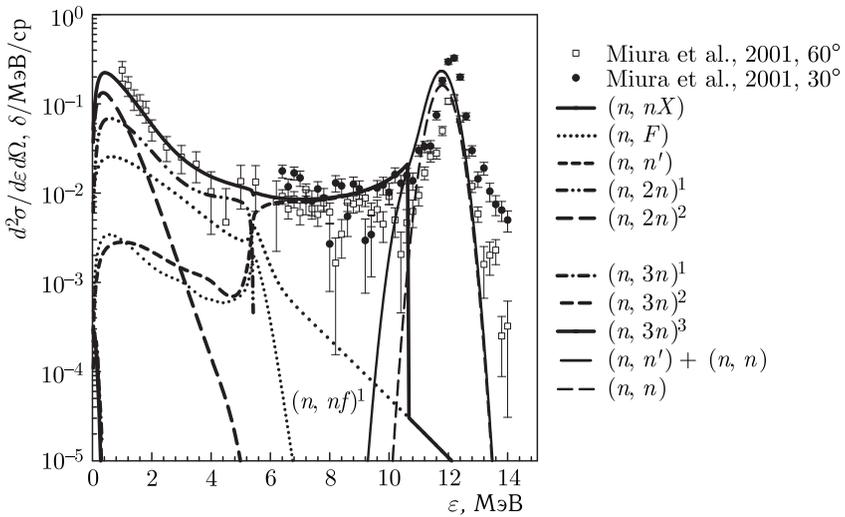


Рис. 5. Дважды дифференциальный нейтронный эмиссионный спектр при $E_n \sim 11,8$ МэВ и угле 30° для реакции $^{232}\text{Th} + n$ и его парциальные составляющие. Кривые: сплошная — (n, nX) ; пунктирная — (n, F) ; пунктирная — $(n, nf)^1$; штриховая — (n, n') ; штрихпунктирная с двумя точками — $(n, 2n)^1$; штриховая — $(n, 2n)^2$; штрихпунктирная — $(n, 3n)^1$; штриховая — $(n, 3n)^2$; сплошная — $(n, 3n)^3$; тонкая сплошная — $(n, n) + (n, n')$ для дискретных уровней; штриховая — (n, n) . Точки: \square — [6], $\theta = 60^\circ$; \bullet — [6], $\theta = 30^\circ$

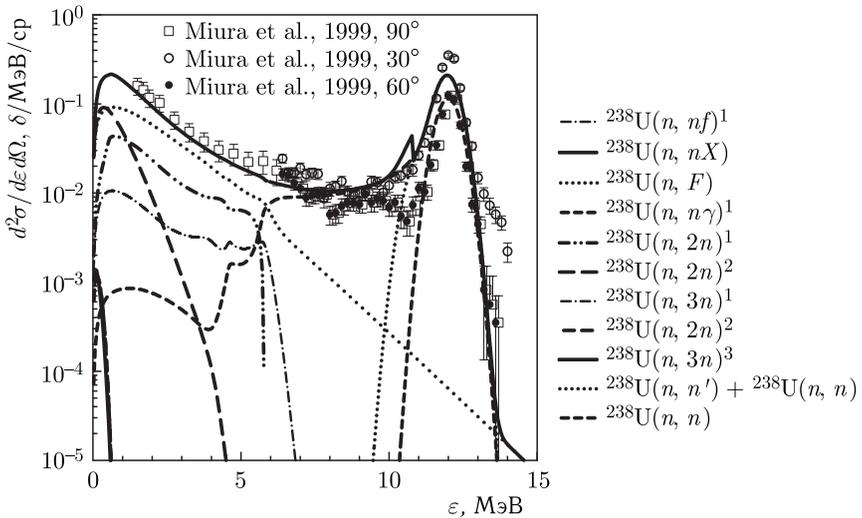


Рис. 6. То же, что и на рис. 5, но для реакции $^{238}\text{U} + n$. Точки: \circ — [6], $\theta = 30^\circ$; \square — [6], $\theta = 90^\circ$; \bullet — [6], $\theta = 60^\circ$

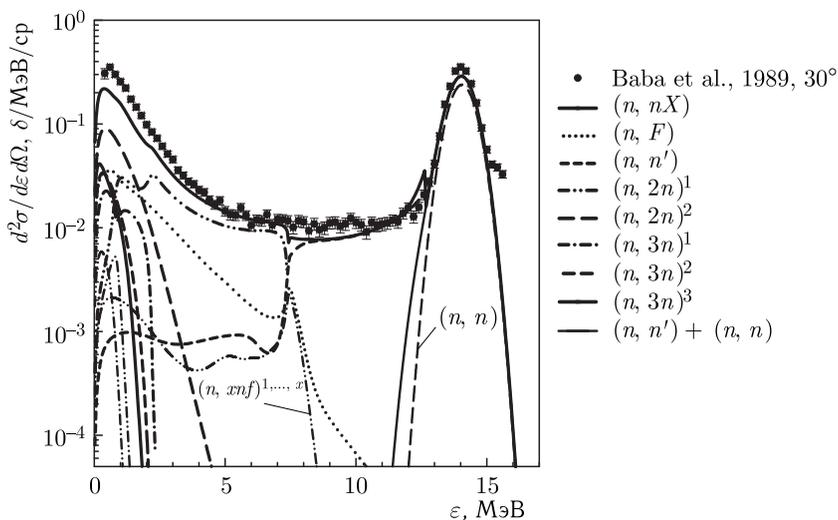


Рис. 7. Дважды дифференциальный нейтронный эмиссионный спектр при $E_n \sim 14$ МэВ и угле 30° для реакции $^{232}\text{Th} + n$ и его парциальные составляющие. Кривые: сплошная — (n, nX) ; пунктирная — (n, F) ; штрихпунктирная с двумя точками — $(n, xnf)^{1\dots x}$; штриховая — (n, n') ; штрихпунктирная с двумя точками — $(n, 2n)^1$; штриховая — $(n, 2n)^2$; штрихпунктирная с одной точкой — $(n, 3n)^1$; штриховая — $(n, 3n)^2$; сплошная — $(n, 3n)^3$; тонкая сплошная — $(n, n) + (n, n')$ для дискретных уровней; штриховая — (n, n) . Точки: ● — [1], $\theta = 30^\circ$

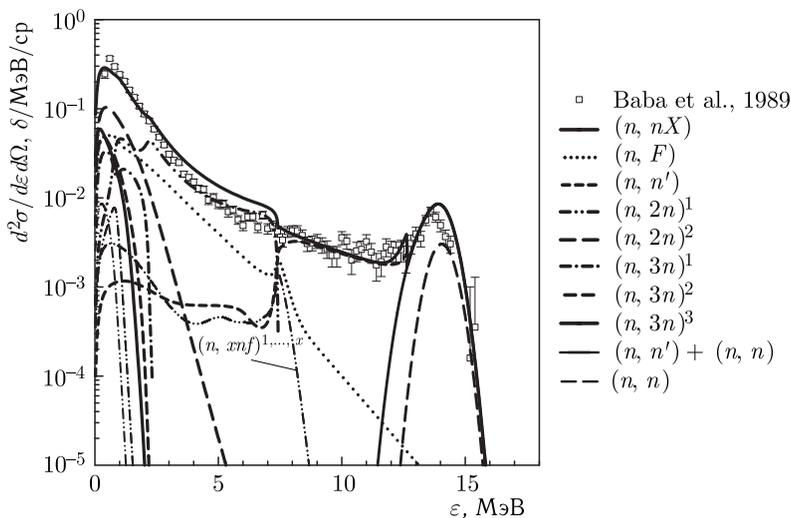


Рис. 8. То же, что и на рис. 7, но при угле 120° для реакции $^{232}\text{Th} + n$. Точки: ◻ — Baba et al., 1989; ● — [1], $\theta = 120^\circ$

На рис. 1 и 2 показаны НЭС при $E_n \sim 6,1$ МэВ для эмиссии первого нейтрона $^{232}\text{Th}(n, nX)^1$ и $^{238}\text{U}(n, nX)^1$ под углом $\theta \sim 90^\circ$. Вклад СМНД в НЭС для $^{232}\text{Th} + n$ исключительно мал, эксклюзивный спектр нейтронов реакции $^{232}\text{Th}(n, nf)^1$ сказывается только на форме СМНД. В случае взаимодействия $^{238}\text{U} + n$ спектр предделительных нейтронов также влияет только на форму СМНД. Ступенчатая структура слева от упругого пика обусловлена прямым возбуждением коллективных уровней β -полос с $K^\pi = 0^+$, γ -полос с $K^\pi = 0^+, 2^+$ и октупольных полос с $K^\pi = 0^-$. Вклады упругого и неупругого рассеяния в НЭС при $E_n \sim 6,1$ МэВ существенно зависят от угла θ . На рис. 3 и 4 показаны НЭС при $E_n \sim 6,1$ МэВ для эмиссии первого нейтрона $^{232}\text{Th}(n, nX)^1$ и $^{238}\text{U}(n, nX)^1$ под углом $\theta \sim 30^\circ$, ступенчатая структура проявляется еще сильнее. В расчетных спектрах ENDF/B [9, 10] такой ступенчатой структуры нет, напротив, в НЭС для $^{238}\text{U}(n, nX)^1$ при $\theta \sim 30^\circ$ имеет место явный «провал».

В работе [17] была обнаружена зависимость средних энергий СМНД $^{239}\text{Pu}(n, F)$ от угла эмиссии относительно пучка налетающих нейтронов с энергией $E_n > 12$ МэВ. На рис. 5 и 6 показаны НЭС при $E_n \sim 11,8$ МэВ для эмиссии первого нейтрона $^{232}\text{Th}(n, nX)^1$ и $^{238}\text{U}(n, nX)^1$ под углом $\theta \sim 30^\circ$. При таких значениях E_n асимметрия (слева) и уширение квазиупругого пика обусловлены прямым возбуждением уровней β -полос с $K^\pi = 0^+$, γ -полос с $K^\pi = 2^+$ и уровней октупольной полосы с $K^\pi = 0^-$. Показанные на рис. 5 и 6 вклады предделительных нейтронов $^{232}\text{Th}(n, nf)^1$ и $^{238}\text{U}(n, nf)^1$, испускаемых под углом $\theta \sim 30^\circ$, также не могут изменить температуру СМНД при регистрации нейтронов в передней и задней полусферах, т. е. $\langle E(\theta \sim 30^\circ) \rangle$ и $\langle E(\theta^1 \sim 135^\circ) \rangle$. На рис. 7 и 8 показаны НЭС при $E_n \sim 14$ МэВ для эмиссии первого нейтрона $^{232}\text{Th}(n, nX)^1$ под углами $\theta \sim 30^\circ$ и $\sim 120^\circ$ соответственно. На рис. 9 и 10 показаны НЭС при $E_n \sim 14$ МэВ для эмиссии первого нейтрона $^{238}\text{U}(n, nX)^1$ под углами $\theta \sim 30^\circ$ и $\sim 120^\circ$ соответственно. С увеличением E_n площадь перекрытия жесткой части спектров $^{232}\text{Th}(n, nf)^1$ и $^{238}\text{U}(n, nf)^1$ и мягкой части спектров $^{232}\text{Th}(n, n\gamma)^1$ и $^{238}\text{U}(n, n\gamma)^1$ возрастает, как следствие, растет влияние угловой зависимости предделительных нейтронов на СМНД.

В случае библиотек ENDF/B [9, 10] угловая зависимость измеренных НЭС не воспроизводится при $E_n \approx 6-18$ МэВ. Фиктивные уровни $J^\pi = 2^+, 3^-$ никак не могут компенсировать предельно малый вклад коллективных уровней β -полос с $K^\pi = 0^+$, γ -полос с $K^\pi = 2^+$ и уровней октупольной полосы с $K^\pi = 0^-$ с энергией возбуждения в пределах щели спаривания для четно-четных ядер. Экспериментальные квазидифференциальные НЭС для $^{238}\text{U} + n$ [11] продемонстрировали неадекватность моделирования НЭС в работах [9, 10] и стимулировали поиски способов описания проинтегрированных по углу НЭС [23] без использования фиктивных уровней.

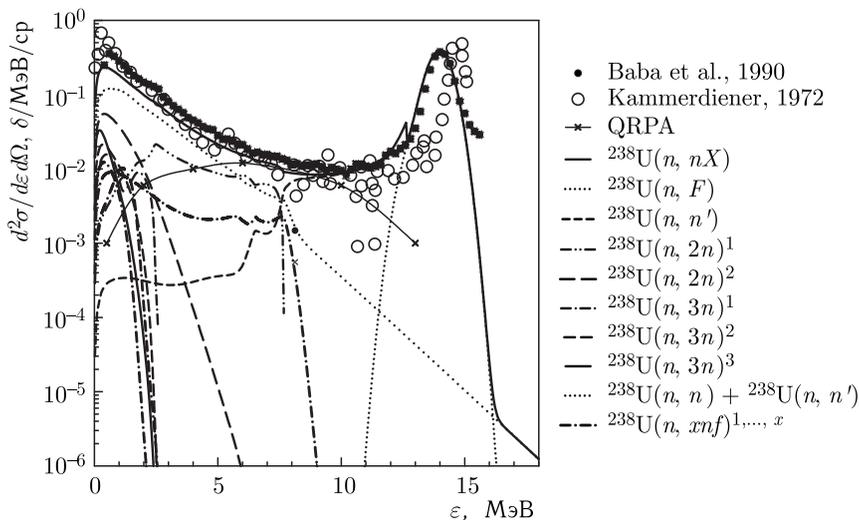


Рис. 9. Дважды дифференциальный нейтронный эмиссионный спектр при $E_n \sim 14$ МэВ и угле 30° для реакции $^{238}\text{U} + n$ и его парциальные составляющие. Кривые: сплошная — (n, nX) ; пунктирная — (n, F) ; штрихпунктирная — $(n, xnf)^{1, \dots, x}$; штриховая — (n, n') ; штрихпунктирная с двумя точками — $(n, 2n)^1$; штриховая — $(n, 2n)^2$; штрихпунктирная — $(n, 3n)^1$; штриховая — $(n, 3n)^2$; сплошная — $(n, 3n)^3$; пунктирная — $(n, n) + (n, n')$ для дискретных уровней; тонкая сплошная с \times — [12]. Точки: ○ — [3], $\theta \sim 30^\circ$; ● — [4], $\theta \sim 30^\circ$

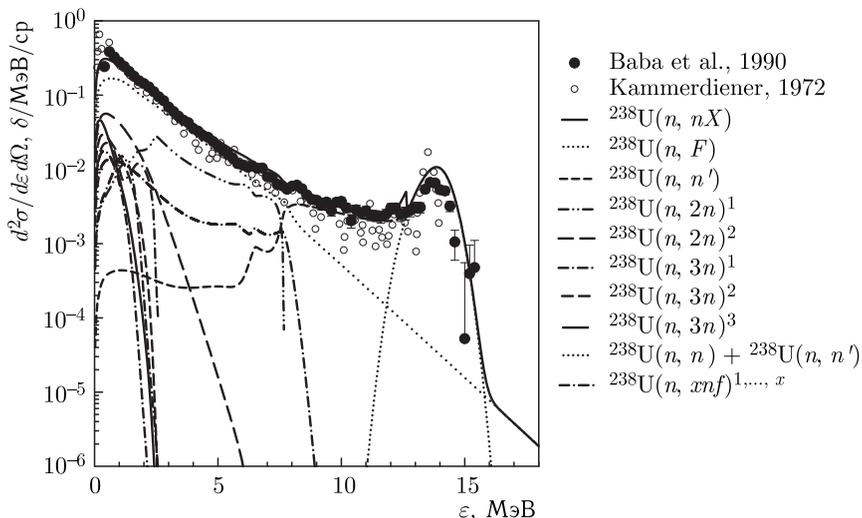


Рис. 10. То же, что и на рис. 9, но при угле 120° для реакции $^{238}\text{U} + n$. Точки: ○ — [3], $\theta \sim 120^\circ$; ● — [4], $\theta \sim 120^\circ$

Относительные вклады упругого и неупругого рассеяния в НЭС при $E_n \approx 6-18$ МэВ существенно зависят от угла θ . Зависимость спектров предделительных нейтронов от угла эмиссии θ проявляется в СМНД, начиная с $E_n \sim 12$ МэВ. При этом вклад предделительных нейтронов в СМНД таков, что изменяются средние энергии СМНД $\langle E(\theta \approx 30^\circ) \rangle$ и $\langle E(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$. Далее рассмотрим влияние анизотропии эмиссии предделительных нейтронов на СМНД $^{232}\text{Th}(n, F)$ и $^{238}\text{U}(n, F)$.

2. СПЕКТР МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ

Анизотропная часть дважды дифференциального спектра первого нейтрона $\frac{d^2\sigma_{nnX}^1(\varepsilon, E_n, \theta)}{d\varepsilon d\theta}$, соответствующая возбуждениям, сравнимым с барьером деления ядер $^{239}\text{Pu}(^{235}\text{U})$, существенно проявляется в эксклюзивных спектрах $(n, nf)^1$, $(n, 2nf)^1$ и $(n, 2n)^1$, в наблюдаемых под разными углами относительно пучка налетающих нейтронов СМНД $^{239}\text{Pu}(n, F)$ ($^{235}\text{U}(n, F)$), а также НЭС $^{239}\text{Pu} + n$ [20, 21] и $^{235}\text{U} + n$ [24].

Анизотропная часть дважды дифференциального спектра первого нейтрона $\frac{d^2\sigma_{nnX}^1(\varepsilon, E_n, \theta)}{d\varepsilon d\theta}$, соответствующая возбуждениям, сравнимым с барьером деления ядер $^{232}\text{Th}(^{238}\text{U})$, существенно проявится в эксклюзивных спектрах $(n, nf)^1$, $(n, 2nf)^1$ и $(n, 2n)^1$ и, как следствие, в наблюдаемых под разными углами относительно пучка налетающих нейтронов СМНД $^{232}\text{Th}(n, F)$ и $^{238}\text{U}(n, F)$. Для четно-четных ядер-мишеней ^{232}Th и ^{238}U спектр нейтронов $(n, nf)^1$ в области высоких энергий предделительных нейтронов ε чувствителен к плотности возбужденных состояний ядер ^{232}Th [25, 26] и ^{238}U [27–29] при седловых деформациях и конкуренции эмиссии нейтронов в реакциях $(n, 2n)^{1,2}$ и $(n, n\gamma)^1$.

Спектр мгновенных нейтронов $S(\varepsilon, E_n, \theta)$ при $E_n > E_{nnf}$ — это суперпозиция эксклюзивных спектров предделительных нейтронов $(n, nf)^1$, $(n, 2nf)^{1,2}$, $(n, 3nf)^{1,2,3}$ — $\frac{d^2\sigma_{nXn}^k(\varepsilon, E_n, \theta)}{d\varepsilon d\theta}$ ($x = 0, 1, 2, 3$; $k = 1, \dots, x$), где θ — угол эмиссии нейтрона $(n, nf)^1$ относительно налетающего пучка нейтронов, а также спектров мгновенных нейтронов $S_{A+1-x}(\varepsilon, E_n, \theta)$, испускаемых из осколков деления:

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

$$\begin{aligned}
 & + \beta_3(E_n, \theta) \left[\frac{d^2 \sigma_{n2nf}^1(\varepsilon, E_n, \theta)}{d\varepsilon d\theta} + \frac{d^2 \sigma_{n2nf}^2(\varepsilon, E_n, \theta)}{d\varepsilon d\theta} \right] + \\
 & + \nu_{pA}(E_n - B_n^A - B_n^{A-1} - \langle E_{n3nf}^1(\theta) \rangle - \langle E_{n3nf}^2(\theta) \rangle - \langle E_{n3nf}^3(\theta) \rangle) \times \\
 & \quad \times \beta_4(E_n, \theta) S_{A-2}(\varepsilon, E_n, \theta) + \\
 & + \beta_4(E_n, \theta) \left[\frac{d^2 \sigma_{n3nf}^1(\varepsilon, E_n, \theta)}{d\varepsilon d\theta} + \frac{d^2 \sigma_{n3nf}^2(\varepsilon, E_n, \theta)}{d\varepsilon d\theta} + \frac{d^2 \sigma_{n2nf}^3(\varepsilon, E_n, \theta)}{d\varepsilon d\theta} \right] \Bigg\}. \quad (6)
 \end{aligned}$$

В уравнении (6) $\tilde{S}_{A+1-x}(\varepsilon, E_n, \theta)$ — вклад $(x+1)$ -го шанса деления в наблюдаемый спектр мгновенных нейтронов деления, $\langle E_{nxf}^k(\theta) \rangle$ — средняя энергия k -го нейтрона реакции (n, xnf) со спектром $\frac{d^2 \sigma_{nfn}^k(\varepsilon, E_n, \theta)}{d\varepsilon d\theta}$, где $k \leq x$. Спектры $S(\varepsilon, E_n, \theta)$, $S_{A+1-x}(\varepsilon, E_n, \theta)$ и эксклюзивные спектры предделительных нейтронов $\frac{d^2 \sigma_{nfn}^k(\varepsilon, E_n, \theta)}{d\varepsilon d\theta}$ нормированы на единицу. Спектры нейтронов, испаряющихся из осколков деления $S_{A+1-x}(\varepsilon, E_n, \theta)$, как было предложено в работе [30], представлены суммой двух распределений Уатта [31] с разными температурами, соответствующими легкому и тяжелому осколку. Индекс $(x+1)$ обозначает шанс деления ядер $^{233-x}\text{Th}$ ($^{239-x}\text{U}$) после эмиссии x предделительных нейтронов, $\beta_x(E_n, \theta) = \sigma_{n,xf}(E_n, \theta) / \sigma_{n,F}(E_n, \theta)$ — вклад $(x+1)$ -го шанса деления в наблюдаемое сечение деления, $\nu_p(E_n, \theta)$ — наблюдаемое среднее число мгновенных нейтронов, $\nu_{px}(E_{nx})$ — среднее число мгновенных нейтронов деления, испускаемых из осколков деления ядер $^{233-x}\text{Th}$ ($^{239-x}\text{U}$). Среднее число мгновенных нейтронов $\nu_p(E_n)$ определяется как

$$\nu_p(E_n) = \nu_{\text{post}} + \nu_{\text{pre}} = \sum_{x=0} \nu_{px}(E_{nx}) + \sum_{x=1} (x-1) \beta_x(E_n). \quad (7)$$

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 $\nu_p(E_n)$ и сечений деления при $E_n < 20$ МэВ [20, 21].

После эмиссии x предделительных нейтронов (n, xnf) энергия возбуждения остаточных ядер $^{233-x}\text{Th}$ ($^{239-x}\text{U}$) уменьшается на величину энергий связи нейтронов B_{nx} и их среднюю кинетическую энергию:

$$U_x = E_n + B_n - \sum_{x, 1 \leq k \leq x} (\langle E_{nxf}^k(\theta) \rangle + B_{nx}). \quad (8)$$

Энергия возбуждения осколков деления ядер $^{233-x}\text{Th}$ ($^{239-x}\text{U}$), определяется как

$$E_{nx} = E_r - E_{fx}^{\text{pre}} + E_n + B_n - \sum_{x, 1 \leq k \leq x} (\langle E_{nxf}^k(\theta) \rangle + B_{nx}). \quad (9)$$

Значения ТКЕ, средних кинетических энергий осколков до момента эмиссии мгновенных нейтронов E_F^{pre} , моделируются как суперпозиция ТКЕ ядер $^{233-x}\text{Th} (^{239-x}\text{U})$, дающих вклад в наблюдаемое сечение деления:

$$E_F^{\text{pre}}(E_n) = \sum_{x=0}^X E_{fx}^{\text{pre}}(E_{nx}) \sigma_{n, xn f} / \sigma_{n, F}. \quad (10)$$

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

$$E_F^{\text{post}} \approx E_F^{\text{pre}} (1 - \nu_{\text{post}} / (A + 1 - \nu_{\text{pre}})). \quad (11)$$

Вклад реакций эмиссионного деления $(n, xn f)$ в наблюдаемое сечение деления (n, F) есть

$$\sigma_{nF}(E_n) = \sigma_{nf}(E_n) + \sum_{x=1}^X \sigma_{n, xn f}(E_n), \quad (12)$$

его определяет вероятность деления $P_f^{J\pi}(E)$ ядер $^{233-x}\text{Th} (^{238-x}\text{U})$ с массовыми числами $(A + 1 - x)$ как

$$\sigma_{n, xn f}(E_n) = \sum_{J\pi}^J \int_0^{U_x} W_{A+1-x}^{J\pi}(U) P_{f(A+1-x)}^{J\pi}(U) dU, \quad (13)$$

где $W_{A+1-x}^{J\pi}(U)$ — заселенность состояний $J\pi$ ядра $(A + 1 - x)$ с энергией возбуждения U после эмиссии x предделительных нейтронов [20, 21].

На рис. 11 представлены вклады $\beta_1(E_n)$ и $\beta_2(E_n)$ для первого и второго шансов деления в наблюдаемом сечении деления $^{232}\text{Th}(n, F)$, $^{238}\text{U}(n, F)$ и $^{235}\text{U}(n, F)$. В работе [32] вклады $\beta_1 = \sigma_{n, f} / \sigma_{n, F}$ и $\beta_2 = \sigma_{n, nf} / \sigma_{n, F}$ оценивались по результатам анализа распределения множественности нейтронов деления. Они существенно отличаются от оценок $\beta_x(E_n) = \sigma_{n, xn f} / \sigma_{n, F}$ [20, 21, 33]. Такая оценка, очевидно, неустойчива и чувствительна к экспериментальным погрешностям. Точки на рис. 11 получены перенормировкой данных [32]: $\tilde{\beta}_1(E_n) + \tilde{\beta}_2(E_n) = 1$, $\tilde{\beta}_2(E_n) = 0,67\beta_2(E_n)$. После перенормировки $\tilde{\beta}_1(E_n)$ и $\tilde{\beta}_2(E_n)$ намного лучше согласуются с оценкой из работ [20, 21], особенно вблизи порогов реакции $^{235}\text{U}(n, nf)$. Оценка $\beta_1(E_n)$ и $\beta_2(E_n)$ для $^{235}\text{U}(n, F)$ [20, 21, 33] более обоснованна, поскольку позволяет воспроизвести наблюдаемые СМНД [15, 16] $S(\varepsilon, E_n)$ с помощью расчетных парциальных спектров $\tilde{S}_{235}(\varepsilon, E_n)$ и $\tilde{S}_{236}(\varepsilon, E_n)$ при энергии налетающих нейтронов до 20 МэВ. Вклады $\beta_2(E_n)^{238}\text{U}(n, F)$ [27–29] при энергии $E_n > 8$ МэВ, выше порога реакции $^{238}\text{U}(n, nf)$, практически совпадают с $\beta_2(E_n)$ для $^{235}\text{U}(n, F)$ [20, 21]. Вклады $\beta_2(E_n)^{232}\text{Th}(n, F)$ [25, 26] при энергии $E_n > 8$ МэВ, выше порога реакции $^{232}\text{Th}(n, nf)$, систематически ниже, чем $\beta_2(E_n)$ для $^{238}\text{U}(n, F)$ [27–29] и $^{235}\text{U}(n, F)$ [20, 21].

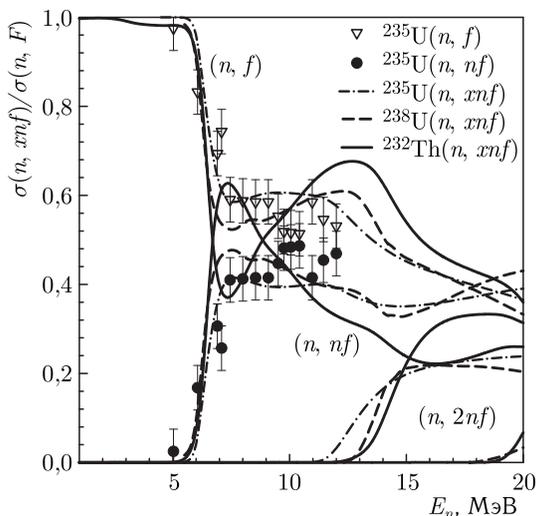


Рис. 11. Отношение парциальных составляющих (n, xn_f) к сечению деления нейтронами (n, F) . Кривые: сплошные — для $^{232}\text{Th}(n, xn_f)$; штриховые — для $^{238}\text{U}(n, xn_f)$; штрихпунктирные — для $^{235}\text{U}(n, xn_f)$. Точки: ∇ — $\tilde{\beta}_1(E_n)$ $^{235}\text{U}(n, f)$ [32]; \bullet — $\tilde{\beta}_2(E_n)$ $^{235}\text{U}(n, nf)$ [32]

Парциальные вклады $\tilde{S}_A(\varepsilon, E_n)$ и $\tilde{S}_{A+1}(\varepsilon, E_n)$ в наблюдаемые СМНД $S(\varepsilon, E_n)$ зависят от функционалов $\beta_x(E_n, \theta) = \sigma_{n, xn_f}(E_n, \theta)/\sigma_{n, F}(E_n, \theta)$, форм предделительных спектров нейтронов и энергии возбуждения U_x осколков деления. Для $^{238}\text{U}(n, F)$ максимальный относительный вклад предделительных спектров нейтронов в СМНД имеет место при $E_n \sim 6,25$ МэВ [34] (рис. 12). Для $^{232}\text{Th}(n, F)$ максимум имеет место при $E_n \sim 6,5$ МэВ (рис. 13), он намного выше, чем в случае реакции $^{238}\text{U}(n, F)$. На рис. 12 и 13 видно, что форма наблюдаемого СМНД при $E_n \sim 5,75\text{--}7,5$ МэВ сильно коррелирует с делимостью ядер, образующихся в реакциях (n, xn_f) , порогом E_{n2n} и сечением реакции $(n, 2n)$. Эксклюзивные спектры нейтронов реакции (n, nf) ¹ и спектры нейтронов реакции $(n, 2n)$ ^{1,2} позволяют определить, как относительные амплитуды нейтронных спектров реакций (n, nf) варьируются в зависимости от делимости ядер $A + 1$ и A с увеличением энергии нейтронов E_n . На рис. 12 и 13 показаны СМНД вблизи порога реакций (n, nf) для $^{238}\text{U}(n, F)$ ($^{238}\text{U}(n, nf)$) и $^{232}\text{Th}(n, F)$ ($^{232}\text{Th}(n, nf)$). Форма СМНД с ростом E_n для $^{232}\text{Th}(n, nf)$ и $^{238}\text{U}(n, nf)$ меняется в соответствии с порогом реакции $(n, 2n)$, который выше для ^{232}Th на $\sim 0,250$ МэВ. Влияние различий $\beta_x(E_n)$ также проявляется очень отчетливо. В нижней части рис. 12 и 13 показаны вклады реакции (n, nf) $\tilde{S}_A(\varepsilon, E_n)$. Для ядра ^{238}U приведены квазиэкспериментальные данные для реакции $^{238}\text{U}(n, nf)$ [22], полученные как разница наблюдаемого СМНД и расчетного СМНД $\tilde{S}_{A+1}(\varepsilon, E_n)$

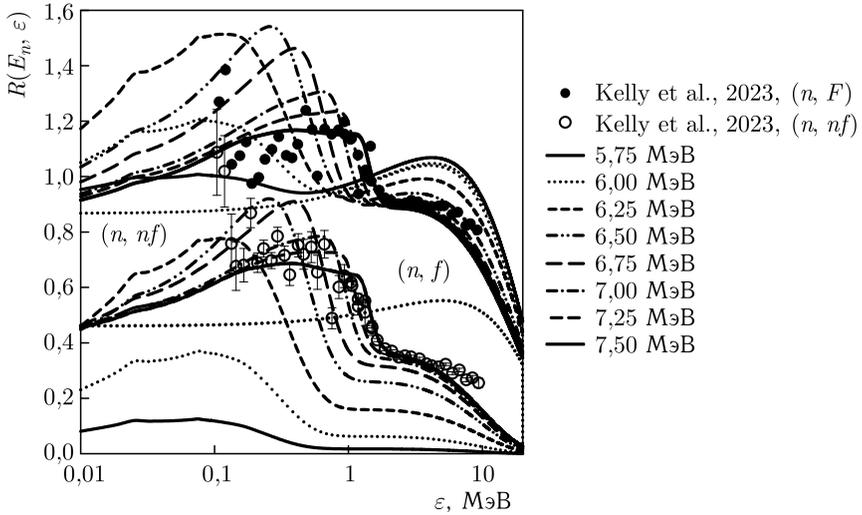


Рис. 12. Спектры мгновенных нейтронов деления при $E_n \sim 5,75\text{--}7,5$ МэВ (у линий указаны значения E_n (МэВ)) реакции $^{238}\text{U}(n, F)$ как отношение к максвелловскому спектру со средней энергией 2,024 МэВ, в нижней части рисунка приведены спектры нейтронов реакций $^{238}\text{U}(n, nf)$; $(n, F) = (n, f) + (n, nf)$ при $E_n = 6$ и 7 МэВ (верхняя и нижняя пунктирные линии) (см. уравнение (6)). Точки: ● — $^{238}\text{U}(n, F)$; ○ — $^{238}\text{U}(n, nf)$, $E_n = 7,5$ МэВ [22]

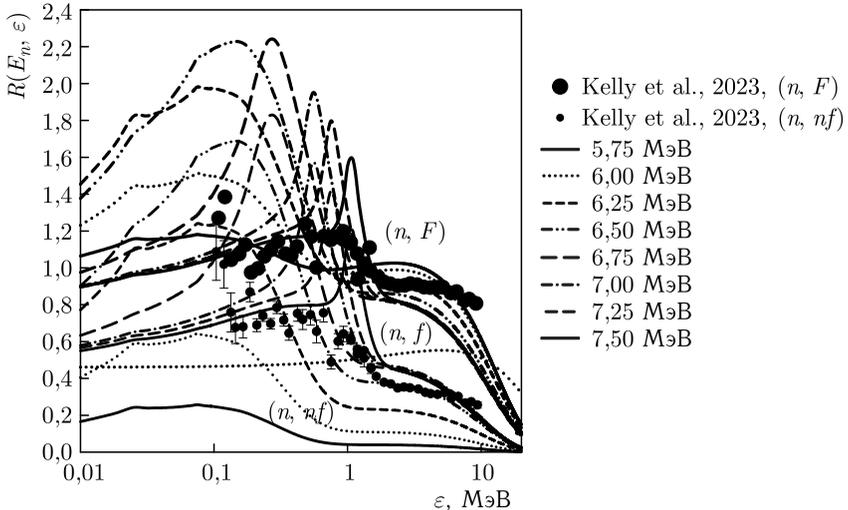


Рис. 13. То же, что и на рис. 12, но для реакции $^{232}\text{Th}(n, F)$, (n, f) при $E_n = 7,5$ МэВ — пунктирная линия

для реакции $^{238}\text{U}(n, f)$ при $E_n \sim 7,5$ МэВ. Очевидно, предделительные нейтроны формируют наблюдаемый СМНД в диапазоне как $\varepsilon \lesssim \langle E \rangle$, так и $\varepsilon \gtrsim \langle E \rangle$. Вклад нейтронов $^{232}\text{Th}(n, nf)^1$ для реакции $^{232}\text{Th}(n, F)$ намного выше, чем вклад нейтронов $^{238}\text{U}(n, nf)^1$ в реакции $^{238}\text{U}(n, F)$, особенно при $E_n \lesssim E_{n2n}$. Нейтроны реакции $^{238}\text{U}(n, nf)^1$ и $^{232}\text{Th}(n, nf)^1$ существенно снижают энергию возбуждения U_1 , это проявляется в энергетической зависимости $\bar{S}_A(\varepsilon, E_n)$ СМНД и $S_A(\varepsilon, E_n)$ из осколков деления возбужденных ядер-мишеней.

3. АНИЗОТРОПИЯ СПЕКТРОВ МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ

С ростом энергии налетающих нейтронов E_n в дважды дифференциальном эксклюзивном спектре первого нейтрона реакции $(n, nf)^1$, который имеет вид

$$\frac{d^2 \sigma_{nnf}^1(\varepsilon, E_n, \theta)}{d\varepsilon d\theta} = \left[\frac{d^2 \bar{\sigma}_{nnX}^1(\varepsilon, E_n, \theta)}{d\varepsilon d\theta} + \sqrt{\frac{\varepsilon}{E_n} \frac{\omega(\theta)}{E_n - \varepsilon}} \right] \frac{\Gamma_f^A(E_n - \varepsilon, \theta)}{\Gamma^A(E_n - \varepsilon, \theta)}, \quad (14)$$

появляется анизотропная компонента, которая определяется спектром первых нейтронов реакции $(n, nX)^1$ и вероятностью деления Γ_f^A/Γ^A ядра A .

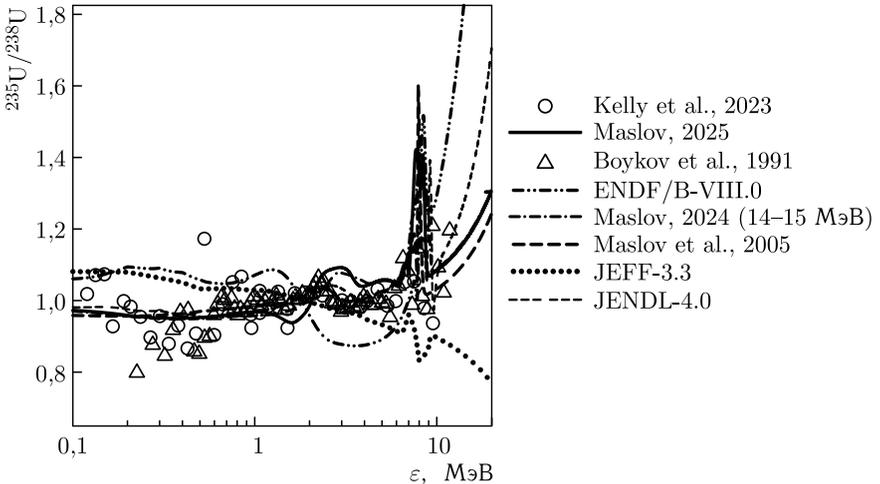


Рис. 14. Отношение спектров мгновенных нейтронов деления $^{235}\text{U}(n, F)$ и $^{238}\text{U}(n, F)$ для нейтронов с $E_n \sim 14\text{--}15$ МэВ. Кривые: сплошная — настоящая работа для $E_n \sim 14,7$ МэВ; штрихпунктирная — настоящая работа, отношение, усредненное по интервалу $E_n \sim 14\text{--}15$ МэВ; штриховая — [7, 27, 33]; штрихпунктирная с двумя точками — ENDF/B-VIII.0 [10]; трижды штриховая — JENDL-4.0 [36]; пунктирная — JEFF-3.3 [44]. Точки: \circ — [22]; \triangle — [35]

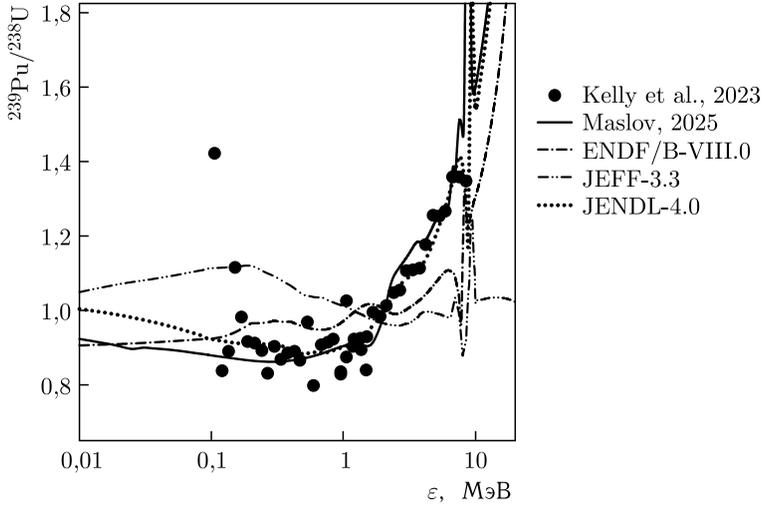


Рис. 15. То же, что и на рис. 14, но для $^{239}\text{Pu}(n, F)$ и $^{238}\text{U}(n, F)$ при $E_n \sim 14\text{--}15$ МэВ. Кривые: сплошная — настоящая работа, отношение, усредненное по интервалу $E_n \sim 14\text{--}15$ МэВ; штрихпунктирная — ENDF/B-VIII.0 [9, 10]; штрихпунктирная с двумя точками — JEFF-3.3 [44]; пунктирная — JENDL-4.0 [36]. Точки: ● — [22]

Абсолютизация результатов измерений СМНД [16, 18] относительно спектра мгновенных нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf сопряжена с введением различных поправок, которые могут привести к систематическому искажению СМНД. В работе [21] показано, что для отношения спектров СМНД $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}, f)$ и $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$ подобные погрешности будут частично подавлены. Измерения отношений СМНД $^{235}\text{U}(n, F)/^{238}\text{U}(n, F)$ и $^{239}\text{Pu}(n, F)/^{238}\text{U}(n, F)$ [22] позволяют считать подавленными погрешности, связанные, главным образом, с определенением эффективности нейтронных детекторов. Сравнением отношений расчетных спектров $^{239}\text{Pu}(n, F)$, $^{235}\text{U}(n, F)$ [20, 21] и $^{238}\text{U}(n, F)$ [34] можно проверить не только согласованность расчетов СМНД для разных ядер-мишеней, но и адекватность описания эксклюзивных спектров предельных нейтронов $(n, xn f)^{1, \dots, x}$ и их влияния на спектр нейтронов из осколков. На рис. 14 и 15 видно, что наши расчеты детально согласуются с измеренными отношениями СМНД для $^{235}\text{U}(n, F)/^{238}\text{U}(n, F)$ [35] и $^{239}\text{Pu}(n, F)/^{238}\text{U}(n, F)$ [22] для нейтронов с энергией $E_n \sim 14\text{--}15$ МэВ вблизи порога реакций $(n, 2n f)$. Отношения СМНД из библиотеки ENDF/B-VIII.0, в которой для СМНД $^{238}\text{U}(n, F)$ используются спектры из [36], с данными измерений отношений СМНД $^{235}\text{U}(n, F)/^{238}\text{U}(n, F)$ и $^{239}\text{Pu}(n, F)/^{238}\text{U}(n, F)$ [22, 35] абсолютно не согласуются.

Данные измерений [35,37–42] позволяют получить отношения СМНД для $^{232}\text{Th}(n, F)/^{238}\text{U}(n, F)$ при $E_n \sim 14,7$ МэВ (рис. 16) и $E_n \sim 17,7$ МэВ (рис. 17). Вклады предделительных нейтронов и нейтронов, испускаемых осколками деления, таковы, что отношение $^{232}\text{Th}(n, F)/^{238}\text{U}(n, F)$ при $E_n \sim 14,7$ МэВ существенно выше отношения $^{239}\text{Pu}(n, F)/^{238}\text{U}(n, F)$ в области энергий $\varepsilon \lesssim E_{n2nf1}$, где E_{n2nf1} — граничная энергия спектра нейтронов реакции $(n, 2nf)^{1,2}$. В области энергий $\varepsilon \gtrsim E_{n2nf1}$, где спектр определяется нейтронами реакции $(n, nf)^1$ и нейтронами из осколков деления, ситуация обратная. Решающим фактором является энергия возбуждения осколков деления, которая зависит от распределения энергии деления между кинетической энергией осколков деления [20, 21, 34, 43] и предделительными нейтронами. Следует отметить, что СМНД [37, 38] при $\varepsilon \gtrsim E_{n2nf}$ на $\sim 10\%$ ниже СМНД из [35], что сравнимо с различием расчетных кривых на рис. 16. Сплошной и штрихпунктирной кривым соответствует $\Delta\alpha_1/\alpha_1 \sim 0,1$ (см. [21]). При $E_n \sim 17,7$ МэВ (см. рис. 17) отношения СМНД для $^{232}\text{Th}(n, F)/^{238}\text{U}(n, F)$ [37–40] сравнимы с данными $^{232}\text{Th}(n, F)/^{238}\text{U}(n, F)$ при $E_n \sim 14,7$ МэВ (см. рис. 17), однако в диапазонах энергий $\varepsilon \lesssim E_{n2nf1}$ и $\varepsilon \gtrsim E_{n2nf1}$ имеются некоторые различия. Следует отметить, что в расчетах данной работы воспроизводятся струк-

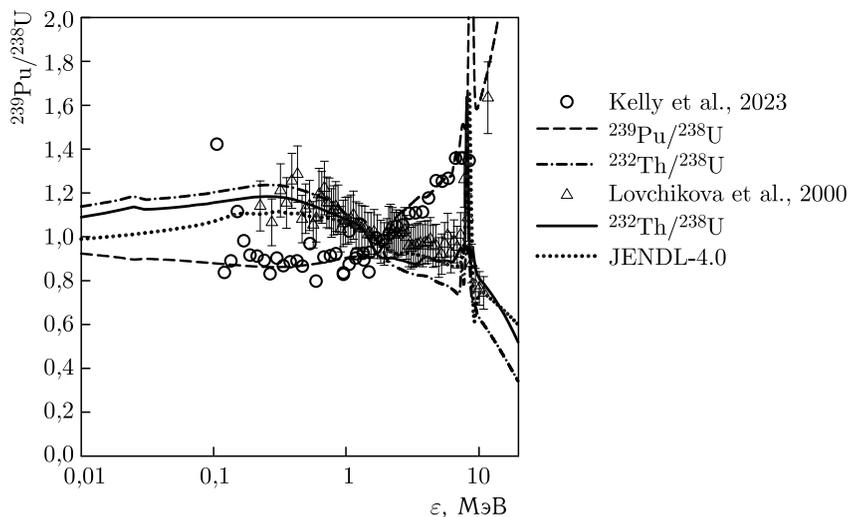


Рис. 16. Отношение СМНД $^{232}\text{Th}(n, F)/^{238}\text{U}(n, F)$ и $^{239}\text{Pu}(n, F)/^{238}\text{U}(n, F)$ для нейтронов с $E_n \sim 14,7$ МэВ. Кривые: сплошная — $^{232}\text{Th}(n, F)/^{238}\text{U}(n, F)$; штриховая — $^{239}\text{Pu}(n, F)/^{238}\text{U}(n, F)$; штрихпунктирная — $^{232}\text{Th}(n, F)/^{238}\text{U}(n, F)$, настоящая работа, отношение, усредненное по интервалу $E_n \sim 14\text{--}15$ МэВ; пунктирная — JENDL-4.0 [36]. Точки: \circ — $^{239}\text{Pu}(n, F)/^{238}\text{U}(n, F)$ [22]; \triangle — $^{232}\text{Th}(n, F)/^{238}\text{U}(n, F)$ [37]

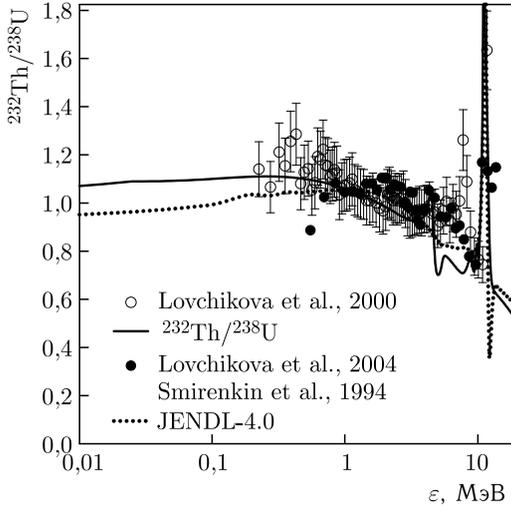


Рис. 17. То же, что и на рис.16, но для ${}^{232}\text{Th}(n, F)/{}^{238}\text{U}(n, F)$ при $E_n \sim 17,7$ МэВ. Кривые: сплошная — ${}^{232}\text{Th}(n, F)/{}^{238}\text{U}(n, F)$, $E_n \sim 17,7$ МэВ; пунктирная — JENDL-4.0 [36], $E_n \sim 18$ МэВ. Точки: \circ — [37], $E_n \sim 14,7$ МэВ; \bullet — [38, 39], $E_n \sim 17,7$ МэВ

туры в СМНД ${}^{232}\text{Th}(n, F)$ и ${}^{238}\text{U}(n, F)$, обусловленные эксклюзивным спектром нейтронов реакции $(n, 2nf)^1$ [27].

Средние энергии СМНД (рис. 18 и 19) — довольно грубая интегральная характеристика, однако они зависят от ТКЕ, энергий возбуждения осколков, вклада предделительных нейтронов, энергетического диапазона и угла регистрации нейтронов, т.е. от угловой анизотропии эксклюзивных спектров нейтронов реакций $(n, xn f)^{1, \dots, x}$. Зависимости $\langle E \rangle$ от E_n для ${}^{235}\text{U}(n, F)$ и ${}^{239}\text{Pu}(n, F)$ жестко коррелируют с формой СМНД [20, 21]. Несмотря на то, что СМНД ${}^{235}\text{U}$ и ${}^{239}\text{Pu}$ из ENDF/B-VIII.0 [10], JENDL-4.0 [36] и JEFF-3.3 [44] демонстрируют некоторую вариацию $\langle E \rangle$ выше порога E_{nnf} [22], корреляцию этих вариаций с нейтронами $(n, xn f)$ можно считать условной, так как в этих работах корреляции формы СМНД с вкладом $\beta_x(E_n) = \sigma_{n, xn f} / \sigma_{n, F}$, спектрами $(n, xn f)^{1, \dots, x}$ и ТКЕ существенно искажены [20, 21, 34].

Величина $\langle E \rangle$ для ${}^{238}\text{U}(n, F)$, определенная для диапазона энергий нейтронов $\varepsilon \sim 0,01-10$ МэВ [22], вполне согласуется с совокупностью экспериментальных данных [22, 35, 38, 45–53] (см. рис. 19). Оценка данной работы существенно отличается от нашей прежней оценки [28] только в интервале энергий $E_n \approx 8-12$ МэВ. Это было связано с большим статистическим разбросом данных по СМНД для реакции ${}^{238}\text{U}(n, F)$ [45]. В расчетах [28] параметр $\alpha_1 = 1$ при $E_n < 10$ МэВ и $\alpha_1 = 0,8$ при $E_n > 12$ МэВ. Используя параметр $\alpha_1 = 1$ при $E_n < 6$ МэВ

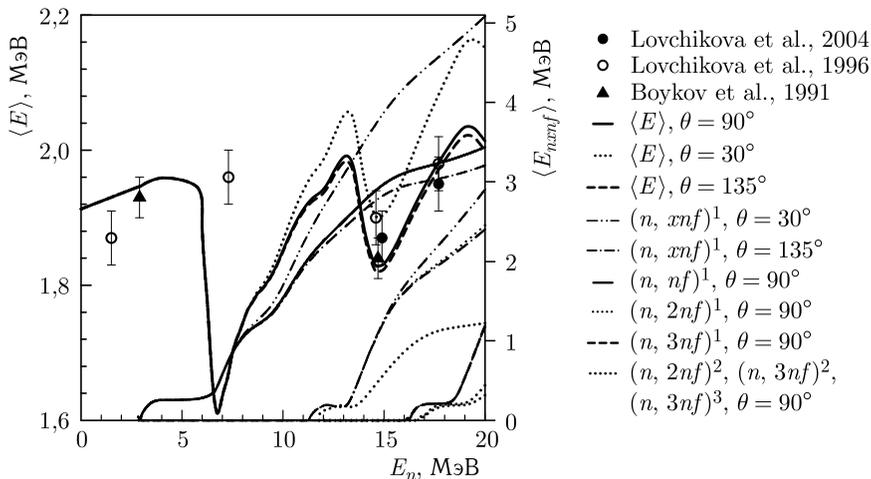


Рис. 18. Средняя энергия СМНД $\langle E \rangle$ реакции $^{232}\text{Th}(n, F)$. Кривые: сплошная — $\langle E(90^\circ) \rangle$ $^{232}\text{Th}(n, F)$; пунктирная — $\langle E(30^\circ) \rangle$; штриховая — $\langle E(135^\circ) \rangle$; сплошная — $\langle E_{n,nf}(\theta \approx 90^\circ) \rangle$; пунктирная — $\langle E_{n,2nf}(\theta \approx 90^\circ) \rangle$; штриховая — $\langle E_{n,3nf}(\theta \approx 90^\circ) \rangle$; пунктирная — $\langle E_{n,xf}(\theta \approx 90^\circ) \rangle$ для $(n, 2nf)^2$ и $(n, 3nf)^{2,3}$; штрихпунктирная — $\langle E_{n,xf}(\theta \approx 135^\circ) \rangle$ для $(n, xf)^1$; штрихпунктирная с двумя точками — $\langle E_{n,xf}(\theta \approx 30^\circ) \rangle$ для $(n, xf)^1$. Точки: \blacktriangle — [35]; \bullet — [38]; \circ — [40]

и $\alpha_1 = 0,8$ при $E_n > 12$ МэВ, удалось описать СМНД и $\langle E \rangle$ [53] в диапазоне $E_n \sim 8\text{--}12$ МэВ для $\varepsilon \gtrsim E_{nnf1}$. Предварительные экспериментальные данные по СМНД для $^{238}\text{U}(n, F)$, представленные в работе [53], воспроизводятся в [20]. Детальные экспериментальные данные по СМНД для $^{238}\text{U}(n, F)$, представленные в работе [22], также воспроизводятся. Средние энергии $\langle E \rangle$ [22] несколько отличаются от предварительной оценки [53] в диапазоне энергий $7 \lesssim E_n \lesssim 14$ МэВ. Это может быть следствием погрешности определения эффективности нейтронных детекторов [22]. Теоретические оценки ENDF/B-VIII.0 [10], JENDL-4.0 [36] и JEFF-3.3 [44] не воспроизводят как экспериментальную зависимость $\langle E \rangle(E_n)$ для $^{238}\text{U}(n, F)$, особенно вблизи порогов реакций $^{238}\text{U}(n, nf)$ и $^{238}\text{U}(n, 2nf)$, так и форму СМНД [22, 45, 53] для $\varepsilon > E_{nnf1}$.

Для реакции $^{232}\text{Th}(n, F)$ систематические измерения СМНД отсутствуют, однако расчетная средняя энергия $\langle E \rangle$ вполне согласуется с совокупностью экспериментальных данных [35, 37, 38, 40, 41] (см. рис. 18) в интервале энергий $3 \lesssim E_n \lesssim 20$ МэВ. Оценка данной работы существенно отличается от нашей прежней оценки [7, 8, 27] только в интервале энергий $E_n \sim 8\text{--}12$ МэВ. Параметр $\alpha_1 = 1$ для $E_n < 6$ МэВ и $\alpha_1 = 0,8$ для $E_n > 12$ МэВ, при этом удалось описать вариации $\langle E \rangle$ в диапазоне $E_n \sim 15\text{--}20$ МэВ. Этот параметр формально определяет среднюю кинетическую энергию осколков деления в момент эмиссии нейтронов

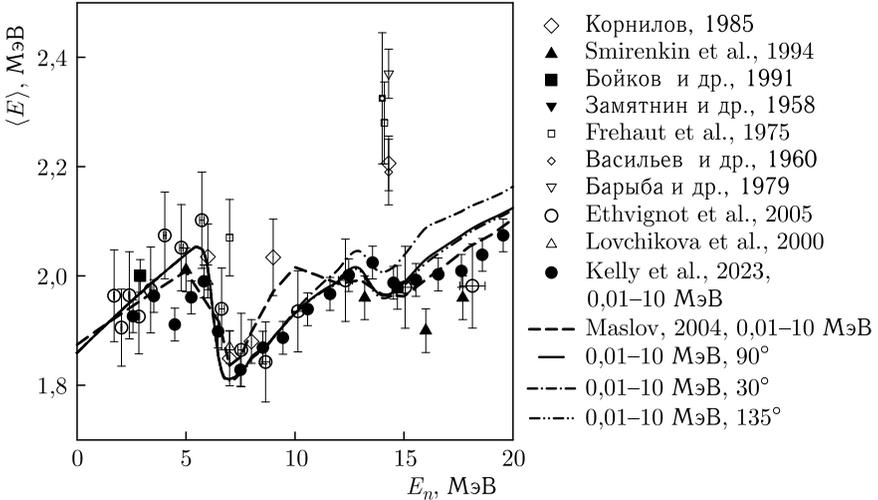


Рис. 19. То же, что и на рис. 18, но для $^{238}\text{U}(n, F)$. Кривые: сплошная — $^{238}\text{U}(n, F)$ $\langle E(\theta^1 \approx 90^\circ) \rangle$; штриховая — [27]; штрихпунктирная — $\langle E(\theta \approx 30^\circ) \rangle$; штрихпунктирная с двумя точками — $\langle E(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$. Точки: ● — [22]; ■ — [35]; ▲ — [37–42]; ◇ — [45]; ▲ — [39]; ▼ — [47]; □ — [48]; ◇ — [49]; ▽ — [50]; ○ — [51]

из осколков, а фактически это способ корректировки модели для описания СМНД, поскольку в ней не учитывается реальное распределение осколков деления по массе, энергии возбуждения и кинетической энергии (ТКЕ). Теоретические оценки СМНД в ENDF/B-VIII.0 [10], JENDL-4.0 [36] и JEFF-3.3 [44] не воспроизводят экспериментальную зависимость $\langle E \rangle(E_n)$ для $^{232}\text{Th}(n, F)$ вблизи порога реакции $^{232}\text{Th}(n, 2nf)$ и форму СМНД [35, 37, 38, 40, 41]. Несмотря на то, что СМНД из JENDL-4.0 [36] и ENDF/B-VIII.0 [10] демонстрируют вариации $\langle E \rangle$ для $^{232}\text{Th}(n, F)$ и $^{238}\text{U}(n, F)$ выше порога E_{nnf} , корреляцию этих вариаций с нейтронами ($n, xnfn$) можно считать условной, так как в этих работах корреляции формы СМНД с вкладами $\beta_x(E_n) = \sigma_{n,xnfn} / \sigma_{n,F}$, спектрами $(n, xnfn)^{1, \dots, x}$ и ТКЕ существенно искажены.

Зависимость $\langle E \rangle$ СМНД $^{232}\text{Th}(n, F)$ и $^{238}\text{U}(n, F)$ от угла θ объясняется угловой зависимостью эмиссии первого предельительно-го нейтрона. На рис. 20 и 21 показаны отношения $\langle E(\theta \approx 37,5^\circ) \rangle$ и $\langle E(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$ для СМНД для $^{232}\text{Th}(n, F)$ и $^{238}\text{U}(n, F)$, испущенных в переднюю ($\Delta\theta \sim 35\text{--}40^\circ$) и заднюю ($\Delta\theta^1 \sim 130\text{--}140^\circ$) полусферы, причем $\langle E \rangle \sim \langle E(\theta \approx 90^\circ) \rangle$. Отношение средних энергий СМНД $\langle E(\theta) \rangle / \langle E(\theta^1) \rangle$ для СМНД для $^{232}\text{Th}(n, F)$ и $^{238}\text{U}(n, F)$, испущенных в переднюю ($\Delta\theta \sim 35\text{--}40^\circ$) и заднюю ($\Delta\theta^1 = 130\text{--}140^\circ$) полусферы, резко растет, начиная с энергии $E_n \sim 11$ МэВ. Увели-

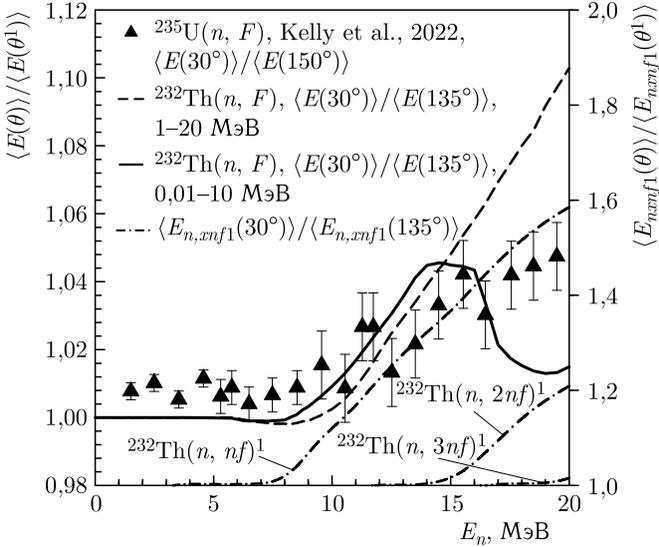


Рис. 20. Отношение средних энергий СМНД $\langle E(\theta) \rangle / \langle E(\theta^1) \rangle$ для $^{235}\text{U}(n, F)$ и $^{232}\text{Th}(n, F)$. Кривые: штриховая — $\langle E(\theta \approx 30^\circ) \rangle / \langle E(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$, $\varepsilon \sim 1-20$ МэВ; сплошная — $\langle E(\theta \approx 30^\circ) \rangle / \langle E(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$, $\varepsilon \sim 0.01-10$ МэВ; штрихпунктирные 1, 2, 3 — $\langle E_{n,xf1}(\theta \approx 30^\circ) \rangle / \langle E_{n,xf1}(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$, $x = 1, 2, 3$. Точки: \blacktriangle — $\langle E(\theta \approx 30^\circ) \rangle / \langle E(\theta^1 \approx 150^\circ) \rangle$, $\varepsilon \sim 1-12$ МэВ [15]

чение отношения для $^{232}\text{Th}(n, F)$ намного заметнее, чем в случае измеренного отношения $\langle E(\theta) \rangle / \langle E(\theta^1) \rangle$ для $^{239}\text{Pu}(n, F)$ [17]. Причиной тому являются, главным образом, предделительные нейтроны реакции $(n, nf)^1$. Для $E_n \gtrsim 16$ МэВ расчетные величины отношений $\langle E(\theta \approx 30^\circ) \rangle / \langle E(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$ для $^{232}\text{Th}(n, F)$ в интервале $\varepsilon \sim 1-20$ МэВ существенно выше расчетной оценки $\langle E(\theta \approx 30^\circ) \rangle / \langle E(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$ для диапазона $\varepsilon \sim 1-12$ МэВ. Для эксклюзивных нейтронных спектров реакции $^{232}\text{Th}(n, nf)^1$ отношения средних энергий $\frac{d^2\sigma_{nf}^1(\varepsilon, E_n, \theta \approx 30^\circ)}{d\varepsilon d\theta}$

и $\frac{d^2\sigma_{nf}^1(\varepsilon, E_n, \theta \approx 135^\circ)}{d\varepsilon d\theta}$, $\langle E_{n,nf1}(\theta \approx 30^\circ) \rangle / \langle E_{n,nf1}(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$, намного выше по абсолютной величине, чем $\langle E(\theta) \rangle / \langle E(\theta^1) \rangle$, но повторяют форму отношения средних энергий экспериментальных СМНД $\langle E(\theta \approx 30^\circ) \rangle / \langle E(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$ [15] (см. рис. 20). Отношение $\langle E_{n,nf1}(\theta \approx 30^\circ) \rangle / \langle E_{n,nf1}(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$ для $^{232}\text{Th}(n, nf)^1$ также намного выше, чем в случае реакции $^{239}\text{Pu}(n, nf)^1$ [20]. На рис. 18 и 19 показаны $\langle E(\theta \approx 37,5^\circ) \rangle$ и $\langle E(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$ для СМНД $^{232}\text{Th}(n, F)$ и $^{238}\text{U}(n, F)$, значения $\langle E \rangle$ особенно чувствительны к рассеянию нейтронов $(n, xnf)^1$ в переднюю полусферу.

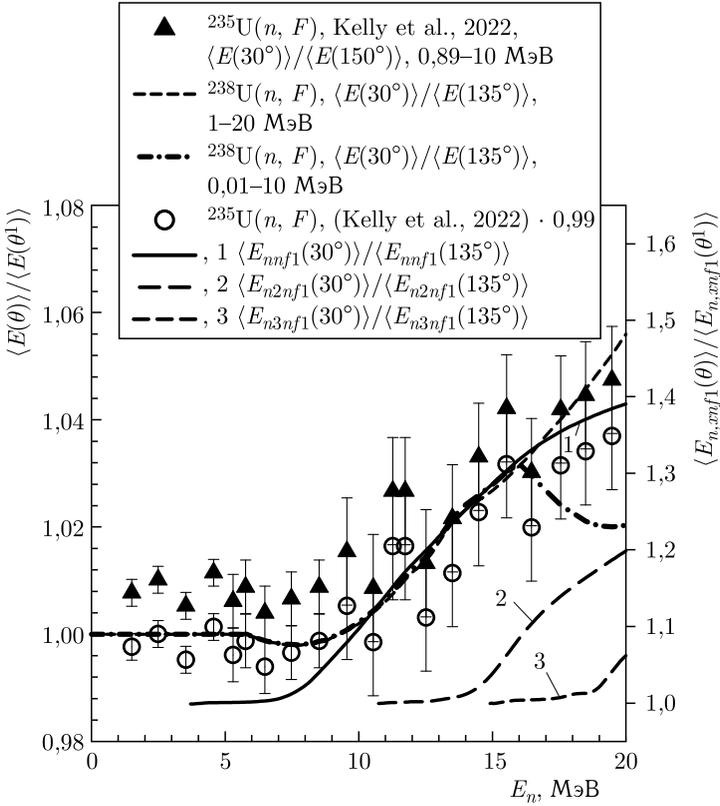


Рис. 21. То же, что и на рис. 20, но для $^{235}\text{U}(n, F)$ и $^{238}\text{U}(n, F)$. Кривые: штриховая — $\langle E(\theta \approx 30^\circ) \rangle / \langle E(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$, диапазон энергий $\varepsilon \sim 1\text{--}20$ МэВ; штрихпунктирная — $\langle E(\theta \approx 30^\circ) \rangle / \langle E(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$, диапазон энергий $\varepsilon \sim 0,01\text{--}10$ МэВ; штриховые 1, 2, 3 — $\langle E_{n,xnf}(\theta \approx 30^\circ) \rangle / \langle E_{n,xnf}(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$, $x = 1, 2, 3$. Точки: \blacktriangle — $\langle E(\theta \approx 30^\circ) \rangle / \langle E(\theta^1 \approx 150^\circ) \rangle$, диапазон энергий $\varepsilon \sim 0,89\text{--}10$ МэВ [15]; \circ — $\langle E(\theta \approx 30^\circ) \rangle / \langle E(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle \cdot 0,99$ [15]

Анизотропию эксклюзивных спектров предделительных нейтронов $(n, xnf)^{1,\dots,x}$ и ее влияние на спектр нейтронов из осколков можно проследить с помощью отношения средних энергий экспериментальных СМНД $\langle E(\theta) \rangle / \langle E(\theta^1) \rangle$ для СМНД для $^{238}\text{U}(n, F)$, испущенных в переднюю ($\Delta\theta \sim 35\text{--}40^\circ$) и заднюю ($\Delta\theta^1 = 130\text{--}140^\circ$) полусферы, которое растет гораздо медленнее, чем в случае реакции $^{232}\text{Th}(n, F)$, и сравнимо с измеренным отношением $\langle E(\theta) \rangle / \langle E(\theta^1) \rangle$ для $^{235}\text{U}(n, F)$. Данные $\langle E(\theta \approx 30^\circ) \rangle / \langle E(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$ [15] для реакции $^{235}\text{U}(n, F)$ приведены на рис. 21 умноженными на нормировочный фактор 0,99, в результате та-

кой перенормировки достигается согласие экспериментальных и расчетных величин $\langle E(\theta \approx 30^\circ) \rangle / \langle E(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$ для реакции $^{235}\text{U}(n, F)$ как по форме, так и по абсолютной величине. При $E_n > 16$ МэВ расчетные величины отношений $\langle E(\theta \approx 30^\circ) \rangle / \langle E(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$ $^{238}\text{U}(n, F)$ при $\varepsilon \sim 1-20$ МэВ существенно ниже расчетной оценки для $^{235}\text{U}(n, F)$ [20]. Для эксклюзивных нейтронных спектров реакции $^{238}\text{U}(n, nf)^1$ отношения средних энергий $\langle E_{n,nf1}(\theta \approx 30^\circ) \rangle / \langle E_{n,nf1}(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$ намного ниже, чем в случае $^{232}\text{Th}(n, nf)^1$.

Анизотропию эксклюзивных спектров предделительных нейтронов $(n, xnf)^{1,\dots,x}$ и ее влияние на спектр нейтронов из осколков можно проследить с помощью моделирования угловой зависимости эксклюзивных спектров предделительных нейтронов [20]. Оценка отношений СМНД $S(\varepsilon, E_n, \theta) - \langle S(\varepsilon, E_n, \Delta\theta) \rangle_{\Delta E_n} / \langle S(\varepsilon, E_n, \Delta\theta^1) \rangle_{\Delta E_n}$ для эмиссии предделительных нейтронов $^{232}\text{Th}(n, xnf)^{1,\dots,x}$ и $^{238}\text{U}(n, xnf)^{1,\dots,x}$ в переднюю ($\Delta\theta \sim 35-40^\circ$) и заднюю ($\Delta\theta^1 \approx 130-140^\circ$) полусферы для широкого интервала энергий $\Delta E_n \sim 15-17,5$ МэВ, как для реакции $^{239}\text{Pu}(n, F)$ [20], представлена на рис. 22 и 23. Очевидно, для реакций $^{232}\text{Th}(n, F)$ и $^{238}\text{U}(n, F)$ зависимость отношений

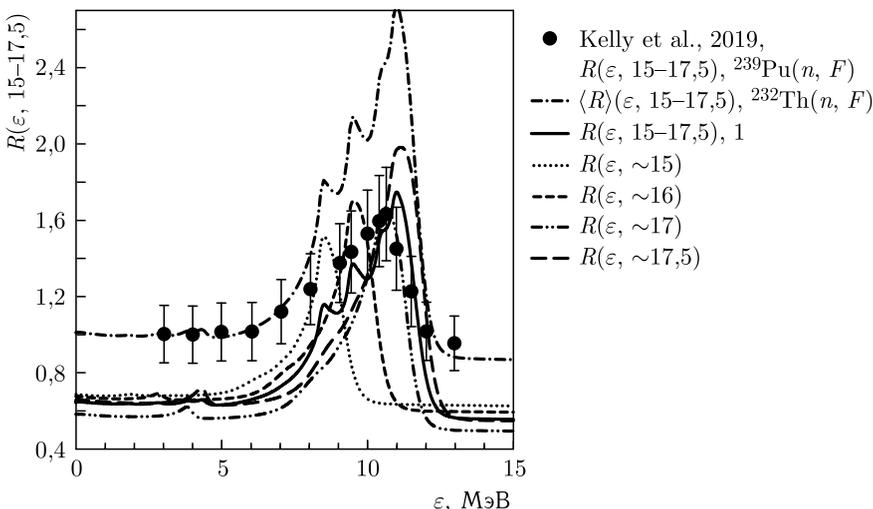


Рис. 22. Отношения интегральных СМНД $^{239}\text{Pu}(n, F)$ $R^{\text{exp}} = S(\varepsilon, E_n \approx 15-17,5, \Delta\theta) / S(\varepsilon, E_n \approx 15-17,5, \Delta\theta^1)$ и $R(\varepsilon, 15-17,5) ^{232}\text{Th}(n, F)$ СМНД для эмиссии вперед ($\Delta\theta \sim 35-40^\circ$) и назад ($\Delta\theta^1 = 130-140^\circ$). Кривые: сплошная — $^{232}\text{Th}(n, F)$, СМНД нормированы к 1; штрихпунктирная — $^{232}\text{Th}(n, F)$, СМНД приравнены при $\varepsilon \sim 3-5$ МэВ; пунктирная, штриховая, штрихпунктирная с двумя точками, штриховая с длинными штрихами — $^{232}\text{Th}(n, F)$ $R(\varepsilon, E_n)$ для $E_n \sim 15, \sim 16, \sim 17$ и $\sim 17,5$ МэВ соответственно. Точки: ● — $^{239}\text{Pu}(n, F)$ [17]. Величины энергии E_n в $R(\varepsilon, E_n)$ и $R^{\text{exp}}(\varepsilon, E_n)$ даны в мегаэлектронвольтах

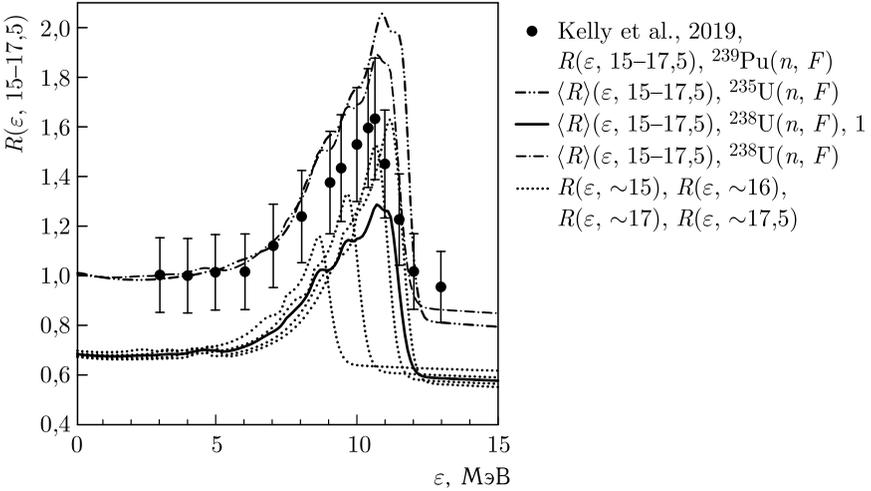


Рис. 23. То же, что и на рис. 22, но для $R(\varepsilon, 15-17,5)^{238}\text{U}(n, F)$ и $^{235}\text{U}(n, F)$ СМНД для эмиссии вперед ($\Delta\theta \sim 35-40^\circ$) и назад ($\Delta\theta^1 = 130-140^\circ$). Кривые: штрихпунктирная с двумя точками — $^{235}\text{U}(n, F)$, СМНД приравнены при $\varepsilon \sim 3-5$ МэВ; штрихпунктирная — $^{238}\text{U}(n, F)$, СМНД приравнены при $\varepsilon \sim 3-5$ МэВ; сплошная — $^{238}\text{U}(n, F)$, СМНД нормированы к 1; пунктирные — $^{238}\text{U}(n, F)$ $R(\varepsilon, E_n)$ для $E_n \sim 15, \sim 16, \sim 17$ и $\sim 17,5$ МэВ. Точки: ● — $^{239}\text{Pu}(n, F)$ [17]. Величины энергии E_n в $R(\varepsilon, E_n)$ и $R^{\text{exp}}(\varepsilon, E_n)$ даны в мегаэлектронвольтах

СМНД $\langle S(\varepsilon, E_n, \Delta\theta) \rangle_{\Delta E_n} / \langle S(\varepsilon, E_n, \Delta\theta^1) \rangle_{\Delta E_n}$ и средних энергий $\langle E(\theta \approx 37,5^\circ) \rangle / \langle E(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$ от E_n отличается от обнаруженной в работе [17].

Угловая анизотропия СМНД относительно пучка падающих нейтронов была выделена в реакции $^{239}\text{Pu}(n, F)$ [17] для интервала энергий налетающих нейтронов $E_n \sim 15-17,5$ МэВ для эмиссии вперед ($\Delta\theta \sim 35-40^\circ$) и назад ($\Delta\theta^1 = 130-140^\circ$). На рис. 22 и 23 подобные отношения СМНД $^{232}\text{Th}(n, F)$ и $^{238}\text{U}(n, F)$ для интервала энергий $E_n \sim 15-17,5$ МэВ для эмиссии вперед ($\Delta\theta \sim 35-40^\circ$) и назад ($\Delta\theta^1 = 130-140^\circ$) сравниваются с R^{exp} для $^{239}\text{Pu}(n, F)$:

$$\begin{aligned}
 R(\varepsilon, 15-17,5) &\approx \\
 &\frac{\int_{15}^{17,5} \nu_p(E_n, \theta \approx 30^\circ) \sigma_{nF}(E_n, \theta \approx 30^\circ) S(\varepsilon, E_n, \theta \approx 30^\circ) \phi(E_n) dE_n}{\int_{15}^{17,5} \nu_p(E_n, \theta \approx 135^\circ) \sigma_{nF}(E_n, \theta \approx 135^\circ) S(\varepsilon, E_n, \theta \approx 135^\circ) \phi(E_n) dE_n},
 \end{aligned} \tag{15}$$

где $\phi(E_n)$ — спектр нейтронов в налетающем пучке. Спектры $S(\varepsilon, E_n, \theta)$ нормированы на единицу. Величина $R(\varepsilon, 15-17,5)$ (15) определяется как отношение сумм функционалов $\nu_p(E_n, \theta) \sigma_{nF}(E_n, \theta) S(\varepsilon, E_n \approx 15-17,5, \Delta\theta)$ и $\nu_p(E_n, \theta) \sigma_{nF}(E_n, \theta) S(\varepsilon, E_n \approx 15-17,5, \Delta\theta^1)$ для $E_n \sim 15, \sim 16, \sim 17$ и $\sim 17,5$ МэВ. Величины $\nu_p(E_n, \theta)$ и $\sigma_{nF}(E_n, \theta)$ зависят от угла, как и $S(\varepsilon, E_n \approx 15-17,5, \Delta\theta)$. Структуры в компонентах, использованных для вычисления $R(\varepsilon, 15-17,5)$ (для монохроматических пучков) усредняются. Функционалы R^{exp} и $R(\varepsilon, 15-17,5)$ согласуются друг с другом только по форме, но не по абсолютной величине. Штрихпунктирная линия для отношения $R(\varepsilon, 15-17,5)$ для $^{232}\text{Th}(n, F)$ на рис. 22 соответствует уравниванию числителя и знаменателя в уравнении (15) в интервале энергий $\varepsilon \sim 3-5$ МэВ, как в работе [17]. Очевидно, расчетная анизотропия предделительных нейтронов реакций $^{232}\text{Th}(n, xn f)$ (см. (15)) намного выше, чем в случае реакции $^{239}\text{Pu}(n, F)$. Это проявление корреляции угловой анизотропии вторичных нейтронов с вкладом эмиссионного деления $(n, n f)$ в наблюдаемое сечение деления $^{232}\text{Th}(n, F)$ и угловой анизотропией нейтронных эмиссионных спектров.

Отношение средних энергий эксклюзивных нейтронных спектров реакции $^{232}\text{Th}(n, n f)^1 \frac{d^2 \sigma_{nnf}^1(\varepsilon, E_n, \theta \approx 30^\circ)}{d\varepsilon d\theta}$ и $\frac{d^2 \sigma_{nnf}^1(\varepsilon, E_n, \theta \approx 135^\circ)}{d\varepsilon d\theta}$, $\langle E_{n,xnf}(\theta \approx 30^\circ) \rangle / \langle E_{n,xnf}(\theta \approx 135^\circ) \rangle$, намного выше по абсолютной величине (см. рис. 20), чем отношение средних энергий СМНД $\langle E(\theta) \rangle / \langle E(\theta^1) \rangle$, однако оно похоже по форме на отношение средних энергий экспериментальных СМНД $\langle E(\theta \approx 30^\circ) \rangle / \langle E(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$ для $^{239}\text{Pu}(n, F)$ [17] и $^{235}\text{U}(n, F)$ [15]. Угловая зависимость отношения средних энергий эксклюзивных нейтронных спектров реакции $^{232}\text{Th}(n, 2n f)^1$, $\frac{d^2 \sigma_{n2nf}^1(\varepsilon, E_n, \theta \approx 30^\circ)}{d\varepsilon d\theta}$ и $\frac{d^2 \sigma_{n2nf}^1(\varepsilon, E_n, \theta \approx 135^\circ)}{d\varepsilon d\theta}$, намного слабее. В отношении средних энергий эксклюзивных нейтронных спектров реакции $^{233}\text{U}(n, 3n f)^1$, $\frac{d^2 \sigma_{n3nf}^1(\varepsilon, E_n, \theta \approx 30^\circ)}{d\varepsilon d\theta}$ и $\frac{d^2 \sigma_{n3nf}^1(\varepsilon, E_n, \theta \approx 135^\circ)}{d\varepsilon d\theta}$, угловой зависимости почти нет.

Оценки $\langle E \rangle$ для $^{232}\text{Th}(n, F)$ и $^{238}\text{U}(n, F)$ жестко коррелируют с формой СМНД. Средние энергии $\langle E \rangle$ — это лишь довольно грубая интегральная характеристика СМНД, однако и она подвержена влиянию угловой анизотропии предделительных нейтронов. Наибольшее изменение $\langle E \rangle$ для эмиссии нейтронов $(n, n f)$ вперед происходит для $E_n \gtrsim 13$ МэВ. Для $E_n \gtrsim 13-15$ МэВ СМНД довольно жесткий и $\langle E \rangle$ для диапазона $\varepsilon \sim 10^{-5}$ эВ — 20 МэВ имеет более крутую энергетическую зависимость. Корреляция вариаций $\langle E \rangle$ для $^{232}\text{Th}(n, F)$ и $^{238}\text{U}(n, F)$ вблизи порогов реакций $(n, n f)$ и $(n, 2n f)$ с формой СМНД и вкладами $\beta_x(E_n) = \sigma_{n,xnf} / \sigma_{n,F}$, эксклюзивными нейтронными спектрами $(n, xn f)^{1,\dots,x}$, а также расчетными и наблюдаемыми ТКЕ установлены [43]. Влияние эксклюзивных спектров нейтронов $(n, n f)^1$ и $(n, 2n f)^{1,2}$

на $\langle E \rangle$ для $^{232}\text{Th}(n, F)$ предельное из исследованных реакций $^{235}\text{U}(n, F)$, $^{238}\text{U}(n, F)$ и $^{239}\text{Pu}(n, F)$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Измерения отношений СМНД $\frac{^{239}\text{Pu}(n, f)}{^{238}\text{U}(n, f)}$ и $\frac{^{235}\text{U}(n, f)}{^{238}\text{U}(n, f)}$ [22] для нейтронов с энергией вблизи порога реакций $(n, 2nf)$ согласуются с отношениями усредненных по углам расчетных спектров $^{239}\text{Pu}(n, F)$, $^{235}\text{U}(n, F)$ и $^{238}\text{U}(n, F)$, которые используются для предсказания угловой зависимости (относительно налетающего пучка нейтронов) СМНД. СМНД из библиотеки ENDF/B-VIII, в которой для СМНД $^{238}\text{U}(n, F)$ используются спектры из библиотеки JENDL-4.0, с данными измерений отношений СМНД [22, 35] абсолютно не согласуются, однако их продолжают использовать и в новых оценках, например, для библиотеки CENDL [54]. Показано, что отношение средних энергий СМНД $\langle E \rangle$ $^{232}\text{Th}(n, F)$ для эмиссии предделительных нейтронов в переднюю и заднюю полусферы резко растет с увеличением средних энергий предделительных нейтронов. Расчетное отношение $\langle E(\theta \approx 30^\circ) \rangle / \langle E(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$ для СМНД $^{232}\text{Th}(n, F)$ существенно выше, чем в случае СМНД $^{235}\text{U}(n, F)$ и $^{239}\text{Pu}(n, F)$. Угловая анизотропия нейтронных эмиссионных спектров $^{232}\text{Th} + n$ и $^{238}\text{U} + n$ обусловлена угловой зависимостью упругого рассеяния, прямого возбуждения коллективных уровней и предравновесной эмиссией первого нейтрона реакции $(n, nX)^1$, а также коллективными возбуждениями в непрерывном спектре с $U \approx 1-6$ МэВ. Для корректной оценки сечений возбуждения коллективных состояний ^{232}Th и ^{238}U в непрерывном спектре с энергией возбуждения $U \approx 1-6$ МэВ учтена связь уровней полосы основного состояния с $J^\pi = 0^+, 2^+, 4^+, 6^+, 8^+$ (в модели жесткого ротатора), связь уровней γ -полос с $K^\pi = 0^+, 2^+$, а также уровней октупольных полос с $K^\pi = 0^-$ в модели мягкого ротатора (уровни с энергиями возбуждения $U \approx 0-1,2$ МэВ). Однако и в новых оценках, например, для библиотеки CENDL [54] прямое возбуждение уровней γ -полос с $K^\pi = 0^+, 2^+$ и октупольных полос с $K^\pi = 0^-$ учитывается неадекватно либо не учитывается вообще. Детально описаны НЭС для $^{232}\text{Th} + n$ и $^{238}\text{U} + n$ при $E_n \sim 6, \sim 12, \sim 14, \sim 18$ МэВ. Достигнуто адекватное описание дважды дифференциальных эмиссионных спектров и угловых распределений нейтронов $(n, nX)^1$ в области непрерывного спектра, соответствующего энергиям возбуждения остаточных ядер $U \approx 1-6$ МэВ.

Показано, что часть нейтронов $(n, nX)^1$ проявляется в эксклюзивных спектрах предделительных нейтронов аналогично реакции $^{239}\text{Pu}(n, xnf)$. В случае наблюдаемых СМНД их анизотропия обусловлена анизотропией эксклюзивных спектров предделительных нейтронов реакций $(n, xnf)^1$. Для реакций $^{232}\text{Th}(n, xnf)^{1, \dots, x}$ и $^{238}\text{U}(n, xnf)^{1, \dots, x}$ расчетные СМНД демонстрируют различную чувствительность к эмиссии нейтро-

нов $(n, xn f)^1$ в переднюю и заднюю полусферы относительно налетающего пучка нейтронов. Средняя энергия СМНД и нейтронов $(n, xn f)^1$ зависит от угла эмиссии нейтронов θ ; сечение деления, среднее число мгновенных нейтронов деления и полная кинетическая энергия осколков (продуктов) деления (ТКЕ) также зависят от угла эмиссии θ . Эксклюзивные спектры нейтронов $(n, xn f)^1, \dots, x$ для $\theta \sim 90^\circ$ [55] соответствуют согласованному описанию наблюдаемых сечений реакций деления (эмиссии нейтронов) $^{238}\text{U}(n, F)$ и $^{238}\text{U}(n, xn)$. Аппроксимация распределения $\omega(\theta)$, полученная для $^{239}\text{Pu}(n, xn f)$, согласуется с НЭС $^{232}\text{Th} + n$ и $^{238}\text{U} + n$ при $E_n \approx 6\text{--}18$ МэВ. Угловая анизотропия нейтронов $(n, xn f)^1$ для $^{232}\text{Th} + n$ и $^{238}\text{U} + n$ проявляется в отношениях средних энергий СМНД и эксклюзивных спектров предделительных нейтронов $(n, xn f)^1, \dots, x$. Выявлена корреляция угловой анизотропии вторичных нейтронов $(n, xn f)^1$ с вкладом эмиссионного деления $(n, xn f)$ в наблюдаемое сечение деления и угловой анизотропией нейтронных эмиссионных спектров.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Baba M., Wakabayashi H., Ito N. et al.* Measurements of Prompt Fission Neutron Spectra and Double-Differential Neutron Inelastic-Scattering Cross Sections for U and Th. Rep. JAERI-M-89-143. 1989.
2. *Matsuyama S., Baba M., Ito N. et al.* Measurements of Double-Differential Neutron Emission Spectra of ^{238}U and ^{232}Th at Incident Energy of 18 MeV // Proc. of the 1990 Symp. on Nucl. Data. Rep. JAERI-M-91-032. 1991. P. 219.
3. *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.
4. *Baba M., Wakabayashi H., Ito N., Maeda K., Hirakawa N.* Measurements of Prompt Fission Neutron Spectra and Double-Differential Neutron Inelastic-Scattering Cross Sections for ^{238}U and ^{232}Th // Nucl. Sci. Tech. 1990. V. 27. P. 601.
5. *Matsuyama S., Baba M., Ito N., Maeda K., Nakamura H., Hirakawa N.* Measurements of Double-Differential Neutron Emission Spectra of ^{238}U and ^{232}Th at Incident Energy of 18 MeV // Proc. of the Intern. Conf. Nucl. Data for Science and Technol., Julich, Germany, May 14–17, 1991. P. 915.
6. *Miura T., Baba M., Ibaraki M., Win T., Sanami T., Hirasawa Y.* Measurements of the Double-Differential Neutron Emission Cross-Sections of ^{238}U and ^{232}Th for 2.6, 3.6 and 11.8 MeV Neutrons // Ann. Nucl. Energy. 2001. V. 288. P. 937.
7. *Maslov V. M., Baba M., Hasegawa A., Kagalenko A. B., Kornilov N. V., Teterova N. A.* Neutron Data Evaluation of ^{238}U . INDC(BLR)-14. Vienna: IAEA, 2003; <https://www-nds.iaea.org/publications/indc/indc-blr-0014/>.
8. *Maslov V. M., Baba M., Hasegawa A., Kagalenko A. B., Kornilov N. V., Teterova N. A.* Neutron Data Evaluation of ^{232}Th . INDC(BLR)-16. Vienna: IAEA, 2003; <https://www-nds.iaea.org/publications/indc/indc-blr-0016/>.
9. *Young P. G., Chadwick M. B., MacFarlane R. E. et al.* Evaluation of Neutron Reactions for ENDF/B-VII: $^{232}\text{--}^{241}\text{U}$ and ^{239}Pu // Nucl. Data Sheets. 2007. V. 108. P. 2589.

10. *Brown D. A., Chadwick M. B., Capote R. et al.* 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.
11. *Daskalakis A. M., Bahran R. M., Blain E. J. et al.* Quasi-Differential Neutron Scattering from ^{238}U from 0.5 to 20 MeV // Ann. Nucl. Energy. 2014. V. 73. P. 455.
12. *Dupuis M., Hilaire S., Peru S. et al.* 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.
13. *Маслов В. М., Породзинский Ю. В., Ваба М., Хасегава А.* Рассеяние нейтронов на ядрах U–Th с возбуждением коллективных уровней // Изв. РАН. Сер. физ. 2003. Т. 67. С. 1597.
14. *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.
15. *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.
16. *Mauss B., Taieb J., Laurent B. et al.* Prompt Fission Neutron Spectra in the $^{235}\text{U}(n, f)$ Reaction Nuclear Data Week. JEFDOC-2200. 2022. https://oecd-nea.org/dbdata/nds_jefdoc/jefdoc-2200.pdf.
17. *Kelly K. J., Kawano T., O'Donnell 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.
18. *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.
19. *Kelly K. J., Devlin M., O'Donnell 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.
20. *Маслов В. М.* Анизотропия спектров мгновенных нейтронов деления $^{239}\text{Pu}(n, F)$ и $^{235}\text{U}(n, F)$ // Письма в ЭЧАЯ. 2023. Т. 20, № 6(251). С. 1401–1417; http://www1.jinr.ru/Рерап_letters/panl_2023_6/03_Maslov_r.pdf.
21. *Маслов В. М.* Спектры мгновенных нейтронов деления в реакциях $^{235}\text{U}(n, f)$ и $^{239}\text{Pu}(n, f)$ // ЯФ. 2023. Т. 86. С. 562; <https://sciencejournals.ru/view-article/?j=yadfiz &y2023&v=86&n=5 &a=YadFiz2305031> Maslov.
22. *Kelly K. J., Devlin M. J., O'Donnell M. et al.* Measurement of the $^{238}\text{U}(n, f)$ Prompt Fission Neutron Spectrum from 10 keV to 10 MeV Induced by Neutrons with 1.5–20 MeV Energy // Phys. Rev. C. 2023. V. 108. P. 024603.
23. *Mumpower M. R., Neudecker D., Sasaki H. et al.* Collective Enhancement in the Exciton Model // Phys. Rev. C. 2023. V. 107. P. 034606.
24. *Maslov V. M.* // Proc. of the 29th Intern. Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei (ISINN-29), May 29–June 2, 2023. Dubna, 2023. P. 278–289; http://isinn.jinr.ru/proceedings/isinn-29/pdf/Maslov_1r.pdf.
25. *Maslov V. M.* Pairing Effects in ^{232}Th Neutron-Induced Fission // Nucl. Phys. A. 2004. V. 743. P. 236.
26. *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; https://epjwoc.epj.org/articles/epjconf/abs/2010/07/epjconf_efnudat2010_02002/epjconf_efnudat2010_02002.html.
27. Maslov V. M., Porodzinskiy 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.
28. Маслов В. М. Спектры мгновенных нейтронов деления ^{238}U // ЯФ. 2008. Т. 71. С. 11.
29. Maslov V. M. ^{237}U Neutron-Induced Fission Cross Section // Phys. Rev. C. 2005. V. 72. P. 044607.
30. 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.
31. Watt B. E. Energy Spectrum of Neutrons from Thermal Fission of ^{235}U // Phys. Rev. 1952. V. 87. P. 1037.
32. Fraïsse B., Bélier G., Méot V. et al. Complete Neutron-Multiplicity Distributions in Fast-Neutron-Induced Fission // Phys. Rev. C. 2023. V. 108. 014610.
33. Maslov V. M., Kornilov N. V., Kagalenko A. B., Tetereva N. Prompt Fission Neutron Spectra of ^{235}U above Emissive Fission Threshold // Nucl. Phys. A. 2005. V. 760. P. 274; <https://www-nds.iaea.org/minskact/data/92235f18.txt>.
34. Маслов В. М. Спектры мгновенных нейтронов деления реакции $^{240}\text{Pu}(n, F)$, $^{239}\text{Pu}(n, F)$ и $^{238}\text{U}(n, F)$ // Письма в ЭЧАЯ. 2023. Т. 20, № 4(249). С. 571; http://www1.jinr.ru/PePan_letters/panl_2023_4/03_Maslov_r.pdf.
35. Бойков Г. С., Дмитриев В. Д., Кудяев Г. А., Свирич М. И., Смиринкин 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; https://inis.iaea.org/search/search.aspx?orig_q=RN:23069177; <https://www-nds.iaea.org/EXFOR/41110.001>.
36. Shibata K., Iwamoto O., Nakagawa T., Iwamoto N., Ichihara A., Kunieda S., Chiba S., Furutaka K., Otuka N., Ohsawa T., Murata T., Matsunobu H., Zukeran A., Kamada K., Katakura Y. JENDL-4.0: A New Library for Nuclear Science and Engineering // J. Nucl. Sci. Technol. 2011. V. 48. P. 1; <https://www.tandfonline.com/doi/abs/10.1080/18811248.2011.9711675>.
37. Lovchikova G. N., Trufanov A. M., Svirin M. I. et al. Features of the Neutron Spectra Accompanying the Fission of Actinide Nuclei // Proc. of the XIV Intern. Workshop on Nuclear Fission Physics, Obninsk, Oct. 12–15, 2000. SSC RF IPPE. Obninsk, 2000. P. 72.
38. Ловчикова Г. Н., Труфанов А. М., Свирич М. И., Виноградов В. А. Эмиссия нейтронов в реакции $^{232}\text{Th}(n, xn'f)$ // ЯФ. 2004. Т. 67. С. 914; <https://link.springer.com/article/10.1134/1.1755381>; <https://www-nds.iaea.org/EXFOR/41446.004>.
39. Смиринкин Г. Н., Ловчикова Г. Н., Труфанов А. М. и др. Измерение энергетических спектров нейтронов, сопровождающих эмиссионное деление ядер ^{238}U // ЯФ. 1994. Т. 59. С. 1934; <https://www-nds.iaea.org/EXFOR/41461.0040>.
40. Ловчикова Г. Н., Труфанов А. М. Обзор нейтронных спектров при делении тяжелых ядер быстрыми нейтронами // ВАИТ. Сер. «Ядер. константы». 1996. Вып. 1. С. 102; INDC(CCP)-409, 115. 1997.

41. Поляков А. В., Ловчикова Г. Н., Журавлев Б. В. и др. Спектр и выход мгновенных нейтронов деления $^{232}\text{Th}(n, f)$ // АЭ. 1991. Т. 70. С. 67.
42. Ловчикова Г. Н., Труфанов А. М., Свирич М. И., Виноградов В. А., Поляков А. В. Спектры и средние энергии мгновенных нейтронов деления ^{238}U при энергии первичных нейтронов $E_n < 20$ МэВ // ЯФ. 2004. Т. 67. С. 1270; <https://link.springer.com/article/10.1134/1.1777281>; <https://www-nds.iaea.org/EXFOR/41447.003>.
43. Maslov V. M. Angular Anisotropy of Secondary Neutron Spectra in $^{232}\text{Th} + n$ // Proc. of the 29th Intern. Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei: Fundamental Interactions & Neutrons, Nuclear Structure, Ultracold Neutrons, Related Topics, Dubna, May 29 – June 2, 2023. P. 290.
44. OECD/NEA, JEFF-3.3 Evaluated Data Library. Neutron Data, Technical Report. 2018; <https://www.oecd-nea.org/dbdata/JEFF33/>.
45. Корнилов Н. В. Спектры мгновенных нейтронов деления ^{238}U // ВАНТ. Сер. «Ядер. константы». 1985. Вып. 4. С. 46.
46. Труфанов А. М., Ловчикова Г. Н., Свирич М. И., Поляков А. В., Виноградов В. А., Дмитриев В. Д., Бойков Г. С. Исследование спектров нейтронов при вынужденном делении ядер ^{238}U быстрыми нейтронами с энергиями 5,0 и 13,2 МэВ // ЯФ. 2001. Т. 64. С. 3.
47. Замятнин Ю. С., Сафина И. Н., Гутникова Е. К. Спектры нейтронов, образующихся при прохождении нейтронов с энергией 14 МэВ через слои делящихся веществ // АЭ. 1958. Т. 4. С. 337; http://elib.biblioatom.ru/text/atomnaya-energiya_t4-4_1958/go,4/.
48. Frehaut J., Bertin F., Bois R. Measurement of the Fission Neutron Energy Spectra for the Fast Neutron-Induced Fission of ^{235}U and ^{238}U // 3-я Все-союз. конф. по нейтрон. физике, Киев, 9–13 июня 1975 г. Т. 5. С. 349; <https://www-nds.iaea.org/publications/indc/indc-0805-2/>.
49. Васильев Ю. А., Замятнин Ю. С., Ильин Ю. И., Сиротинин Е. И., Торопов П. В., Фомушкин Э. Ф. Измерения спектров и среднего числа мгновенных нейтронов, испущенных при делении ^{235}U и ^{238}U под действием нейтронов с энергией 14,3 МэВ // ЖЭТФ. 1960. Т. 38. С. 671; http://jetp.ras.ru/cgi-bin/dn/e_011_03_0483.pdf.
50. Барыба В. Я., Корнилов Н. В., Сальников О. А. Спектр мгновенных нейтронов деления // Препринт ФЭИ-947. 1979.
51. Ethvignot T., Devlin M., Duarte H., Granier T., Haight R. C., Morillon B., Nelson R. O., O'Donnell J. M., Rochman D. Neutron Multiplicity in the Fission of ^{238}U and ^{235}U with Neutrons up to 200 MeV // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 94. P. 05270144; <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.94.052701>; <https://www-nds.iaea.org/EXFOR/13964.003>.
52. Kelly K. J., Gomez J. A., Devlin M., O'Donnell J. M., Neudecker D., Lovell A. E., Haight R. C., Wu C. Y., Henderson R., Kawano T., Bennett E. A., Mosby S. M., Ullmann J. L., Fotiades N., Henderson J., Taddeucci T. N. et al. Updates and Results from Recent LANL PFNS and Neutron Scattering Measurements // Nucl. Data Week(s). 2022. CSEWG-USNDP-NDAG; <https://indico.bnl.gov/event/15497/contributions/69818/>.
53. Devlin M., Bennett E. A., Buckner M. Q., Fotiades N., Gomez J. A., Haight R. C., Henderson R., Kelly K. J., Neudecker D., O'Donnell J. M., Ullmann J. L. Experimental Prompt Fission Neutron Spectra for the $\text{U}(n, f)$,

- Pu(n, f) and Pu(s, f) Reactions // Proc. of the Intern. Conf. Nucl. Data for Science and Technology, Sacramento, USA, July 24–29, 2022; <https://indico.irib.msu.edu/event/52/contributions/616/attachments/491/2023/Devlin-ND2022.pdf>; Eur. Phys. J. Web Conf. 2023. V. 284. P. 04007.
54. *Yue Zhang, Ruirui Xu, Yuan Tian et al.* Evaluations and Calculations of Neutron Reactions on ^{238}U up to 20 MeV // Nucl. Engin. Technol. Available online 30 August 2024; <https://doi.org/10.1016/j.net.2024.08.059>.
55. *Maslov V. M.* Prompt Fission Neutron Spectra of $^{238}\text{U}(n, F)$. doi: 10.13140/RG.2.2.35958.41281.