

## АНИЗОТРОПИЯ СПЕКТРОВ МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ $^{239}\text{Pu}(n, F)$ И $^{235}\text{U}(n, F)$

*В. М. Маслов*<sup>1</sup>

Минск, Белоруссия

Угловая анизотропия вторичных нейтронов проявляется в нейтронных эмиссионных спектрах (НЭС), а также в наблюдаемых спектрах мгновенных нейтронов деления (СМНД). В случае НЭС это обусловлено угловой зависимостью упругого рассеяния, сечений прямого возбуждения дискретных уровней и предравновесным механизмом эмиссии первого нейтрона реакции  $(n, nX)^1$ , а в случае СМНД — проявлением этого механизма в спектре предделительных нейтронов реакций  $(n, xnf)^1$ . В реакциях  $^{239}\text{Pu}(n, xnf)^{1,\dots,x}$  и  $^{235}\text{U}(n, xnf)^{1,\dots,x}$  наблюдаемые СМНД демонстрируют различную чувствительность к испусканию нейтронов  $(n, xnf)^1$  в переднюю и заднюю полусферы относительно падающего пучка нейтронов. Средняя энергия  $(n, nf)^1$  нейтронов зависит от угла эмиссии  $\theta$ , как следствие, и сечение деления, среднее число мгновенных нейтронов деления и полная кинетическая энергия осколков (продуктов) деления ТКЕ также зависят от  $\theta$ . Расчетные эксклюзивные спектры нейтронов  $(n, xnf)^{1,\dots,x}$  для  $\theta \sim 90^\circ$  соответствуют согласованному описанию наблюдаемых сечений реакций  $^{235}\text{U}(n, F)$  ( $^{235}\text{U}(n, xn)$ ) и  $^{239}\text{Pu}(n, F)$  ( $^{239}\text{Pu}(n, xn)$ ) для нейтронов с энергией  $E_n \sim 0,01\text{--}20$  МэВ. Эксклюзивные спектры предделительных нейтронов реакций  $(n, xnf)^{1,\dots,x}$ , а также эксклюзивные спектры нейтронов  $(n, n\gamma)^1$  и  $(n, xn)^{1,\dots,x}$  вычислены в рамках формализма Хаузера–Фешбаха одновременно с сечениями  $(n, F)$  и  $(n, xn)$  реакций с включением угловой зависимости эмиссии первого нейтрона  $(n, nX)^1 - \omega(\theta)$ . Полученная аппроксимация  $\omega(\theta)$  позволяет воспроизвести экспериментальные НЭС для  $E_n \sim 14$  МэВ. Обнаружена корреляция угловой анизотропии нейтронов  $(n, xnf)^1$  с вкладом эмиссионного деления  $(n, xnf)$  в наблюдаемые сечения деления  $^{239}\text{Pu}(n, F)$  и  $^{235}\text{U}(n, F)$  и угловой анизотропией НЭС. Отношение средних энергий СМНД  $\langle E \rangle$  для эмиссии нейтронов  $(n, xnf)^1$  в реакциях  $^{235}\text{U}(n, xnf)$  и  $^{239}\text{Pu}(n, xnf)$  «вперед» и «назад» согласуется с экспериментальными данными.

Angular anisotropy of secondary neutrons is evidenced in neutron emission spectra (NES) and prompt fission neutron spectra (PFNS). In case of NES, this is due to angular dependence of elastic scattering, direct excitations of discrete collective levels and pre-equilibrium/direct emission of  $(n, nX)^1$  neutrons, while in case of PFNS, this is because these neutrons are evidenced in exclusive pre-fission neutrons in  $(n, xnf)^1$ . In  $^{239}\text{Pu}(n, xnf)^{1,\dots,x}$  and  $^{235}\text{U}(n, xnf)^{1,\dots,x}$ , PFNS demonstrate different responses to forward and backward  $(n, xnf)^1$  neutrons emission with respect to the incident neutron momentum. Average energy of  $(n, nf)^1$  neutrons depends on the emission angle  $\theta$ , i.e., fission cross section, prompt neutron number, and total kinetic energy depend on  $\theta$  as well. Exclusive neutron spectra  $(n, xnf)^{1,\dots,x}$  at  $\theta \sim 90^\circ$  are consistent with  $^{235}\text{U}(n, F)$  ( $^{235}\text{U}(n, xn)$ ) and  $^{239}\text{Pu}(n, F)$  ( $^{239}\text{Pu}(n, xn)$ ) reaction cross sections within  $E_n \sim 0.01\text{--}20$  MeV energy range. Exclusive neutron spectra of  $(n, xnf)^{1,\dots,x}$ ,  $(n, n\gamma)^1$  and  $(n, xn)^{1,\dots,x}$  are calculated within the Hauser–Feshbach formalism alongside with  $(n, F)$  and  $(n, xn)$  reaction cross sections, angular dependence of the first neutron  $(n, nX)^1$  emission,  $\omega(\theta)$  being included. Approximation

<sup>1</sup>E-mail: mvm2386@yandex.ru

obtained for  $\omega(\theta)$  fits the measured NES at 14 MeV. The correlation of angular dependence of  $(n, xn f)^1$  neutron emission with emissive fission  $(n, xn f)$  contribution to the observed fission cross section and angular anisotropy of NES is found. The ratios of mean PFNS energies  $\langle E \rangle$  for forward and backward emission of  $^{235}\text{U}(n, xn f)$  and  $^{239}\text{Pu}(n, xn f)$  pre-fission neutrons are consistent with measured data.

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

Энергия деления в реакциях  $(n, F)$  распределяется между кинетической энергией осколков, их энергией возбуждения и предделительными нейтронами. Предделительные нейтроны определяют форму спектров мгновенных нейтронов деления в интервале энергий  $E_n \sim E_{nnf} - 20$  МэВ, где  $E_{nnf}$  — порог эмиссии предделительных нейтронов, они существенно влияют на полную кинетическую энергию ТКЕ осколков и продуктов деления, среднее число мгновенных нейтронов деления (МНД), массовые распределения осколков деления и проявляются в «ступенчатой» структуре наблюдаемых сечений деления. Предделительными считаются  $x$  нейтронов, которые испускаются из ядра  $(A + 1)$ , где  $A$  — массовое число ядра-мишени, при условии, что остаточного возбуждения достаточно для деления любого из  $(A + 1 - x)$  ядер.

Предделительные нейтроны определяют форму наблюдаемых спектров мгновенных нейтронов деления  $^{239}\text{Pu}(n, F)$  ( $^{235}\text{U}(n, F)$ ) [1–5] в интервале энергий  $E_n \sim E_{nnf} - 20$  МэВ. Вариации наблюдаемых средних энергий СМНД  $\langle E \rangle$  вблизи порогов реакций  $(n, xn f)$ , как показано в [6–11], обусловлены эксклюзивными спектрами предделительных  $(n, xn f)^1, \dots, x$  нейтронов. Здесь и в дальнейшем верхний индекс  $(1, \dots, x)$  идентифицирует последовательно испускаемые нейтроны. Амплитуды вариаций  $\langle E \rangle$  для  $^{239}\text{Pu}(n, F)$  [8, 10, 12] и  $^{235}\text{U}(n, F)$  [7, 9, 10, 12] подтверждены в экспериментальных исследованиях СМНД  $^{239}\text{Pu}(n, F)$  [2, 3] и  $^{235}\text{U}(n, F)$  [4, 5] для интервала энергий нейтронов  $E_n \sim 1-20$  МэВ.

Предделительные нейтроны в [1–5] регистрируются в совпадении с осколками деления без разделения осколков по массам. Испарительные предделительные нейтроны испускаются сферически-симметрично относительно пучка налетающих нейтронов. Угловая анизотропия СМНД, обнаруженная в [1] для  $^{239}\text{Pu}(n, F)$ , связана с предравновесным механизмом эмиссии нейтрона  $(n, nX)^1$ . В этом случае направление вылета первого нейтрона реакции  $(n, nX)^1$ , 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  $(n, nf)^1$ ,  $(n, 2nf)^1$  и  $(n, 3nf)^1$ , коррелирует с импульсом налетающих нейтронов. Направление эмиссии мгновенных нейтронов деления из осколков деления коррелирует, главным образом, с направлением разлета осколков, т. е. осью деления. Те и другие нейтроны регистрируются в экспериментах в совпадении с осколками деления. В [1–5] МНД регистрировались  $\sim 50$  детекторами, расположенными под различными углами относительно падающего пучка.

Угловая анизотропия спектров эмиссии нейтронов относительно пучка налетающих нейтронов в реакциях  $^{235}\text{U} + n$ ,  $^{238}\text{U} + n$  и  $^{239}\text{Pu} + n$  была обнаружена в [13]. Анизотропная часть дважды дифференциального спектра первого нейтрона, соответствующая возбуждениям ядра  $A$   $U \sim 1-6$  МэВ, проявляется в дважды дифференциальных эмиссионных спектрах, причем, главным образом, в анизотропии ча-

сти спектра эмиссии нейтронов, соответствующей реакции  $(n, n\gamma)^1$ . Наиболее исследованным для определения спектра первого нейтрона реакции  $(n, nX)^1$  является ядро-мишень  $^{238}\text{U}$ . Эмиссионные спектры нейтронов, формирующиеся при взаимодействии нейтронов с ядром-мишенью  $^{238}\text{U}$ , проявляют сильную угловую анизотропию. Очевидные недостатки экситонной модели проявляются при энергиях возбуждения  $U = 1-6$  МэВ [14]. Для их компенсации, например в [15], вводились десятки квазидискретных фиктивных уровней с  $J^\pi = 2^+, 3^-$  и энергией возбуждения  $U = 1-4$  МэВ, однако игнорировалось прямое возбуждение  $\sim 15$  коллективных уровней, кроме полосы основного состояния  $K^\pi = 0^+$ . Сечения прямого возбуждения фиктивных уровней определялись методами DWBA, однако проблему НЭС это не решило [16]. Замена экситонной модели формализмом QRPA [17] не позволяет адекватно описать данные [13] для  $^{238}\text{U} + n$ , а также распространить полученные результаты на  $A$ -нечетные ядра-мишени. Экспериментальные исследования квазидифференциальных эмиссионных спектров для  $^{235}\text{U} + n$  и  $^{239}\text{Pu} + n$  [18] продемонстрировали неадекватность моделирования НЭС [15, 17] и стимулировали моделирование интегральных эмиссионных спектров [19].

Учет прямого возбуждения коллективных уровней полосы основного состояния  $J^\pi = 0^+, 2^+, 4^+, 6^+, 8^+$  выполнен нами в модели жесткого ротатора, а прямого возбуждения уровней  $\gamma$ -ротационных полос  $K^\pi = 0^+, 2^+$ , уровней октупольной полосы  $K^\pi = 0^-$  с помощью модели мягкого деформируемого ротатора [14, 20, 21] (энергия возбуждения уровней ядер  $^{238}\text{U}$   $U = 0-1$  МэВ). Это позволило получить адекватную аппроксимацию угловой зависимости непрерывного спектра эмиссии первого нейтрона  $^{238}\text{U}$   $(n, nX)^1$ , соответствующую энергии возбуждения  $U = 1-6$  МэВ, для интервала энергий  $E_n = 46$  кэВ–20 МэВ, не прибегая к фиктивным уровням. Далее эта аппроксимация используется для взаимодействий  $^{235}\text{U} + n$  и  $^{239}\text{Pu} + n$ .

Анизотропная часть дважды дифференциального спектра первого нейтрона, соответствующая возбуждениям, сравнимым с барьером деления ядер  $^{239}\text{Pu}$  ( $^{235}\text{U}$ ), проявится в эксклюзивных спектрах  $(n, nf)^1$ ,  $(n, 2nf)^1$  и  $(n, 2n)^1$  для  $E_n > 12$  МэВ [12] и, как следствие, в наблюдаемых под разными углами относительно пучка налетающих нейтронов спектрах мгновенных нейтронов деления.

Угловое распределение эмиссии предделительных нейтронов, выделенных из наблюдаемого СМНД путем вычитания расчетного вклада мгновенных нейтронов, испускаемых осколками деления, получено в [1] для реакции  $^{239}\text{Pu}(n, F)$ . Моделируя угловую зависимость эксклюзивных спектров предделительных нейтронов  $(n, xn f)^1, \dots, x$ , можно воспроизвести экспериментальные данные [1] в виде отношений СМНД  $\langle S(\varepsilon, E_n, \Delta\theta) \rangle_{\Delta E_n} / \langle S(\varepsilon, E_n, \Delta\theta^1) \rangle_{\Delta E_n}$  для  $\Delta\theta \sim 35-40^\circ$ ,  $\Delta\theta^1 \approx 130-140^\circ$  и широкого интервала энергий  $\Delta E_n \sim 15-17,5$  МэВ. Аналогично можно описать отношения средних энергий СМНД  $\langle E(\theta \approx 37,5^\circ) \rangle / \langle E(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$ , т. е.  $\langle E \rangle$  для нейтронов, регистрируемых под углами  $\Delta\theta \sim 35-40^\circ$  и  $\Delta\theta^1 \sim 130-150^\circ$  для интервала энергий нейтронов  $E_n \sim 1-20$  МэВ. Угловые и спиновые корреляции при эмиссии мгновенных нейтронов деления нейтронов учесть затруднительно, однако основным фактором, определяющим наблюдаемые характеристики мгновенных нейтронов деления  $\langle S(\varepsilon, E_n, \Delta\theta) \rangle_{\Delta E_n} / \langle S(\varepsilon, E_n, \Delta\theta^1) \rangle_{\Delta E_n}$  и  $\langle E(\theta \approx 37,5^\circ) \rangle / \langle E(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$ , является энергия возбуждения делящихся ядер при последовательной эмиссии  $x$  предделительных нейтронов.

Дважды дифференциальный эмиссионный нейтронный спектр определяется как

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma(\varepsilon, E_n, \theta)}{d\varepsilon d\theta} = & \frac{1}{2\pi} \left[ \nu_p(E_n, \theta) \sigma_{nF}(E_n, \theta) S(\varepsilon, E_n, \theta) + \sigma_{nn\gamma}(\varepsilon, E_n, \theta) \frac{d^2\sigma_{nn\gamma}^1(\varepsilon, E_n, \theta)}{d\varepsilon d\theta} + \right. \\ & + \sigma_{n2n}(\varepsilon, E_n, \theta) \left( \frac{d^2\sigma_{n2n}^1(\varepsilon, E_n, \theta)}{d\varepsilon d\theta} + \frac{d^2\sigma_{n2n}^2(\varepsilon, E_n, \theta)}{d\varepsilon d\theta} \right) + \\ & + \sigma_{n3n}(\varepsilon, E_n, \theta) \left( \frac{d^2\sigma_{n3n}^1(\varepsilon, E_n, \theta)}{d\varepsilon d\theta} + \frac{d^2\sigma_{n3n}^2(\varepsilon, E_n, \theta)}{d\varepsilon d\theta} + \frac{d^2\sigma_{n3n}^3(\varepsilon, E_n, \theta)}{d\varepsilon d\theta} \right) + \\ & \left. + \sum_q \frac{d\sigma_{nn\gamma}(\varepsilon, E_q, E_n, \theta)}{d\theta} G(\varepsilon, E_q, E_n, \Delta\theta) \right], \quad (1) \end{aligned}$$

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

Уравнение (1) — это суперпозиция спектров мгновенных нейтронов деления  $S(\varepsilon, E_n, \theta)$ , эксклюзивных спектров нейтронов  $(n, n\gamma)^1$ ,  $(n, 2n)^{1,2}$  и  $(n, 3n)^{1,2,3}$ ,  $(d^2\sigma_{n\gamma}^k(\varepsilon, E_n, \theta))/(d\varepsilon d\theta)$ , нормированных на единицу, а также спектров упруго- и неупруго-рассеянных нейтронов, сопровождающихся возбуждением дискретных коллективных состояний ядра  $^{239}\text{Pu}(^{235}\text{U})$ ,  $(d^2\sigma_{nn\gamma}(\varepsilon, E_q, E_n, \theta))/(d\varepsilon d\theta)$ .  $G(\varepsilon, E_q, E_n, \Delta\theta)$  — это функция разрешения, зависящая от  $E_n$  и слабо зависящая от угла эмиссии. В таком представлении эмиссионные спектры нормированы с учетом сечений реакций  $(n, xn)$  и  $(n, F)$ , а также средней множественности мгновенных нейтронов деления.

Спектр мгновенных нейтронов  $S(\varepsilon, E_n, \theta)$  — это суперпозиция эксклюзивных спектров предделительных нейтронов  $(n, nf)^1$ ,  $(n, 2nf)^{1,2}$ ,  $(n, 3nf)^{1,2,3}$  —  $(d^2\sigma_{n\gamma}^k(\varepsilon, E_n, \theta))/(d\varepsilon d\theta)$  ( $x = 0, 1, 2, 3$ ;  $k = 1, \dots, x$ ), а также спектров мгновенных нейтронов  $S_{A+1-x}(\varepsilon, E_n, \theta)$ , испускаемых из осколков деления:

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

В уравнении (3)  $\tilde{S}_{A+1-x}(\varepsilon, E_n, \theta)$  — вклад  $x$ -го шанса деления в наблюдаемый спектр мгновенных нейтронов деления;  $\langle E_{n\gamma}^k(\theta) \rangle$  — средняя энергия  $k$ -го нейтрона реакции  $(n, xn\gamma)$  со спектром  $(d^2\sigma_{n\gamma}^k(\varepsilon, E_n, \theta))/(d\varepsilon d\theta)$ , где  $k \leq x$ , спектры  $S(\varepsilon, E_n, \theta)$ ,

$S_{A+1-x}(\varepsilon, E_n, \theta)$  и  $(d^2 \sigma_{n, xn}^k(\varepsilon, E_n, \theta))/(d\varepsilon d\theta)$  нормированы на единицу. Индекс  $x$  обозначает шанс деления ядер  $^{240-x}\text{Pu}(^{236-x}\text{U})$  после эмиссии  $x$  предделительных нейтронов,  $\beta_x(E_n, \theta) = \sigma_{n, xn f}(E_n, \theta)/\sigma_{n, F}(E_n, \theta)$  — вклад  $x$ -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  $^{240-x}\text{Pu}(^{236-x}\text{U})$ . Спектры нейтронов, испаряющихся из осколков деления  $S_{A+2-x}(\varepsilon, E_n, \theta)$ , как предложено в [22], были представлены суммой двух распределений Уатта [23] с разными температурами, соответствующими легкому и тяжелому осколкам.

После эмиссии  $x$  предделительных  $(n, xn f)$  нейтронов энергия возбуждения остаточных ядер уменьшается на величину энергий связи нейтронов  $B_{nx}$  и их средних кинетических энергий:

$$U_x = E_n + B_n - \sum_{x, 1 \leq k \leq x} (\langle E_{n, xn f}^k(\theta) \rangle + B_{nx}). \quad (4)$$

Энергия возбуждения осколков деления определяется как

$$E_{nx} = E_r - E_{fx}^{\text{pre}} + E_n + B_n - \sum_{x, 1 \leq k \leq x} (\langle E_{n, xn f}^k(\theta) \rangle + B_{nx}). \quad (5)$$

Значения ТКЕ, кинетических энергий осколков до момента эмиссии мгновенных нейтронов  $E_F^{\text{pre}}$ , моделируются как суперпозиция ТКЕ ядер, дающих вклад в наблюдаемое сечение деления:

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

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

$$E_F^{\text{post}} \approx E_F^{\text{pre}} (1 - \nu_{\text{post}} / (A + 1 - \nu_{\text{pre}})). \quad (7)$$

Подобная зависимость  $E_f^{\text{post}}$  от  $E_n$  использовалась в [24] до порога эмиссии предделительных нейтронов  $E_{nnf}$ . Наблюдаемое среднее число мгновенных нейтронов  $\nu_p(E_n)$  определяется как

$$\nu_p(E_n) = \nu_{\text{post}} + \nu_{\text{pre}} = \sum_{x=1}^X \nu_{px}(E_{nx}) + \sum_{x=1}^X (x-1) \beta_x(E_n). \quad (8)$$

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 для  $E_n < 20$  МэВ.

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

$$\sigma_{nF}(E_n) = \sigma_{nf}(E_n) + \sum_{x=1}^X \sigma_{n, xn f}(E_n) \quad (9)$$

определяется вероятностью деления  $P_f^{J\pi}(E)$  ядер  $\text{Pu(U)}$  с массовыми числами  $(A + 1 - x)$  как

$$\sigma_{n,xf}(E_n) = \sum_{J\pi} \int_0^{U_x} W_{A+1-x}^{J\pi}(U) P_f^{J\pi}(U) dU, \quad (10)$$

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

Для нейтронных реакций наиболее продвинутыми для определения спектров эмиссии нейтронов являются методы QRPA, однако пока не удается приемлемо описать эмиссионные нейтронные спектры ни для  $^{238}\text{U} + n$ , ни для  $^{239}\text{Pu} + n$  [17]. Спектр эмиссии первого нейтрона  $(n, nX)^1$ ,  $(d^2\sigma_{nnx}^1(\varepsilon, E_n, \theta))/(d\varepsilon d\theta)$  можно представить как сумму компаундной и слабо зависящей от угла эмиссии предравновесной компоненты, дополнив их феноменологической функцией, моделирующей угловую и энергетическую зависимость нейтронных эмиссионных спектров [13], а также спектров предделительных нейтронов [1, 12, 25]:

$$\frac{d^2\sigma_{nnx}^1(\varepsilon, E_n, \theta)}{d\varepsilon d\theta} \approx \frac{d^2\tilde{\sigma}_{nnx}^1(\varepsilon, E_n, \theta)}{d\varepsilon d\theta} + \sqrt{\frac{\varepsilon}{E_n}} \frac{\omega(\theta)}{E_n - \varepsilon}, \quad (11)$$

$$\omega(\theta) = 0,4 \cos^3(\theta) + 0,16. \quad (12)$$

Усредненную по углу эмиссии функцию  $\omega(\theta)$ ,  $\langle\omega(\theta)\rangle_\theta$  в исследованном в [1] интервале углов  $\theta_2 - \theta_1 = 135 - 30^\circ$  можно аппроксимировать как  $\langle\omega(\theta)\rangle_\theta \approx \omega(90^\circ)$ , тогда интегральный спектр можно представить в виде

$$\frac{d\sigma_{nnx}^1(\varepsilon, E_n)}{d\varepsilon} \approx \frac{d\tilde{\sigma}_{nnx}^1(\varepsilon, E_n)}{d\varepsilon} + \sqrt{\frac{\varepsilon}{E_n}} \frac{\langle\omega(\theta)\rangle_\theta}{E_n - \varepsilon}. \quad (13)$$

Функцию, модифицирующую энергетический спектр вторичных нейтронов, можно использовать для стандартной перенормировки [26] при предравновесном испускании нейтронов сечения образования составного ядра

$$\sigma_c(E_n) = \sigma_a(E_n)(1 - q - \tilde{q}), \quad (14)$$

$$\tilde{q} = \int_0^{E_n - E_d} \sqrt{\frac{\varepsilon}{E_n}} \frac{\langle\omega(\theta)\rangle_\theta}{E_n - \varepsilon} d\varepsilon = \langle\omega(\theta)\rangle_\theta \left[ \ln \left( \frac{1 + \sqrt{1 - \delta}}{1 - \sqrt{1 - \delta}} \right) - 2\sqrt{1 - \delta} \right], \quad (15)$$

где  $E_d$  — граничная энергия спектра дискретных уровней,  $\delta = E_d/E_n$ . Спектр нейтронов реакции  $(n, nX)^1$ ,  $q$  — доля предравновесных нейтронов в стандартной экситонной модели [26],

$$\frac{d\tilde{\sigma}_{nnx}^1(\varepsilon, E_n)}{d\varepsilon} = \sum_{J,\pi} W^A(E_n - \varepsilon, \theta, J^\pi) \quad (16)$$

зависит от делимости ядра-мишени нейтронами и определяет эксклюзивные спектры всех парциальных реакций (вычисление этих спектров реализовано нами в компьютерном коде STAPRE [26]),  $W^A(E_n - \varepsilon, \theta, J^\pi)$  есть вероятность заселения состояний остаточного ядра  $A$  со спином и четностью  $J^\pi$  при энергии возбуждения  $U = E_n - \varepsilon$ ,

после эмиссии нейтрона под углом  $\theta$ . В дальнейшем опустим индексы спина и четности  $J^\pi$  в обозначениях делительной  $\Gamma_f$ , нейтронной  $\Gamma_n$  и полной  $\Gamma$  ширины (см. [27]), а также суммирования по спину и четности  $J^\pi$ , которые проводились с учетом законов сохранения при последовательной эмиссии нейтронов. Их угловая зависимость обусловлена зависимостью энергий возбуждения остаточных ядер от угла эмиссии первого нейтрона. Эксклюзивный спектр первого нейтрона в реакции  $(n, n f)^1$  можно определить как

$$\frac{d^2\sigma_{nnf}^1(\varepsilon, E_n, \theta)}{d\varepsilon d\theta} = \frac{d^2\sigma_{nnx}^1(\varepsilon, E_n, \theta)}{d\varepsilon d\theta} \frac{\Gamma_f^A(E_n - \varepsilon, \theta)}{\Gamma^A(E_n - \varepsilon, \theta)}. \quad (17)$$

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

$$\frac{d^2\sigma_{n2nx}^1(\varepsilon, E_n, \theta)}{d\varepsilon d\theta} = \frac{d^2\sigma_{nnx}^1(\varepsilon, E_n, \theta)}{d\varepsilon d\theta} \frac{\Gamma_n^A(E_n - \varepsilon, \theta)}{\Gamma^A(E_n - \varepsilon, \theta)}. \quad (18)$$

Спектр первого нейтрона  $(n, 2nf)^1$  для реакции  $(n, 2nf)$  определяется как

$$\frac{d^2\sigma_{n2nf}^1(\varepsilon, E_n, \theta)}{d\varepsilon d\theta} = \int_0^{E_n - B_n^A} \frac{d^2\sigma_{n2nx}^1(\varepsilon, E_n, \theta)}{d\varepsilon d\theta} \frac{\Gamma_f^{A-1}(E_n - B_n^A - \varepsilon - \varepsilon_1)}{\Gamma^{A-1}(E_n - B_n^A - \varepsilon - \varepsilon_1)} d\varepsilon_1. \quad (19)$$

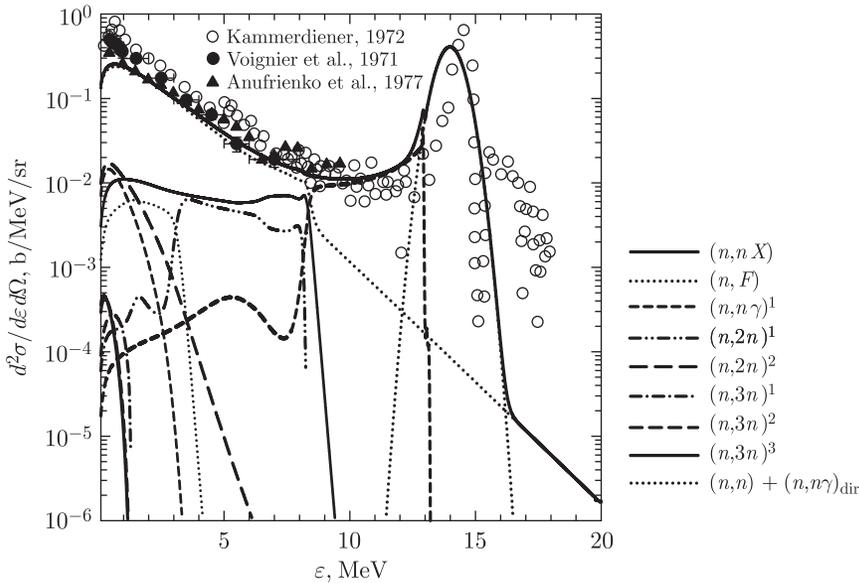


Рис. 1. Дважды дифференциальный нейтронный эмиссионный спектр для  $E_n = 14$  МэВ и угла  $30^\circ$  для реакции  $^{239}\text{Pu}(n, F)$  и его парциальные составляющие: сплошная линия —  $(n, nX)$ ; пунктирная —  $(n, F)$ ; штриховая —  $(n, n\gamma)^1$ ; штрихпунктирная с двумя точками —  $(n, 2n)^1$ ; штриховая —  $(n, 2n)^2$ ; штрихпунктирная —  $(n, 3n)^1$ ; штриховая —  $(n, 3n)^2$ ; сплошная —  $(n, 3n)^3$ ; пунктирная —  $(n, n) + (n, n\gamma)_{\text{dir}}$  для дискретных уровней;  $\circ$  — [13];  $\bullet$  — [29];  $\blacktriangle$  — [28]

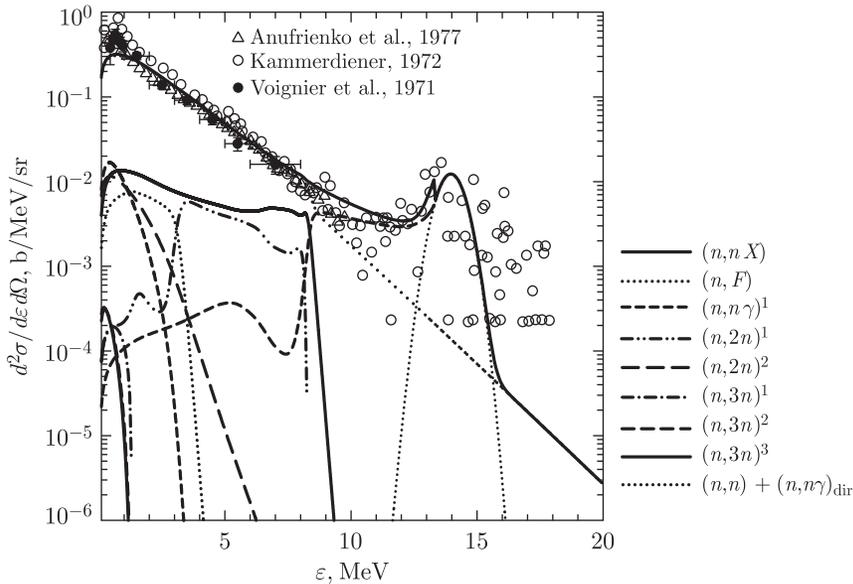


Рис. 2. Дважды дифференциальный нейтронный эмиссионный спектр для  $E_n = 14$  МэВ и угла  $125^\circ$  для реакции  $^{239}\text{Pu}(n, F)$  и его парциальные составляющие: сплошная линия —  $(n, nX)$ ; пунктирная —  $(n, F)$ ; штриховая —  $(n, n\gamma)^1$ ; штрихпунктирная с двумя точками —  $(n, 2n)^1$ ; штриховая —  $(n, 2n)^2$ ; штрихпунктирная —  $(n, 3n)^1$ ; штриховая —  $(n, 3n)^2$ ; сплошная —  $(n, 3n)^3$ ; пунктирная —  $(n, n) + (n, n\gamma)$  для дискретных уровней;  $\circ$  — [13];  $\Delta$  — [28];  $\bullet$  — [29]

Спектры первого и последующих нейтронов для реакций  $^{238}\text{U}(n, 3nf)$  рассмотрены в [6], для реакций  $^{239}\text{Pu}(n, 3nf)$  и  $^{235}\text{U}(n, 3nf)$  они определяются аналогично, но рассматривать их здесь мы не будем, так как вклад реакций  $(n, 3nf)$  в наблюдаемое сечение, например,  $^{239}\text{Pu}(n, F)$ , не превышает  $\sim 10$  мб.

В таком феноменологическом подходе удастся воспроизвести экспериментальные эмиссионные нейтронные спектры [13, 28, 29] для взаимодействий  $^{239}\text{Pu} + n$  и  $^{235}\text{U} + n$ . На рис. 1 и 2 проведено сравнение с данными [13, 28, 29] дважды дифференциальных эмиссионных спектров для  $^{239}\text{Pu} + n$ , для  $E_n \sim 14$  МэВ,  $\theta \sim 30^\circ$  и  $\theta \sim 135^\circ$  соответственно. Эксклюзивные спектры предделительных нейтронов реакций  $^{239}\text{Pu}(n, xnf)^{1,2}$  представлены на рис. 1 и 2 как  $(\sigma_{n, xnf}(E_n, \theta))/(4\pi)$  ( $d\sigma_{nnf}^{1,2}(\varepsilon, E_n, \theta)/(d\varepsilon)$ ) для углов эмиссии нейтрона  $(n, xnf)^1$   $\theta \sim 30^\circ$  и  $\theta \sim 135^\circ$ . Они составляют только малую часть спектра нейтронов  $(n, nX)^1$ , но при этом определяют угловую зависимость наблюдаемых спектров мгновенных нейтронов деления относительно падающего пучка нейтронов.

Угловые распределения предделительных нейтронов для  $E_n \sim 14\text{--}18$  МэВ, представленные на рис. 5 в работе [1], можно описать как  $0,25\omega(\theta)$ , если  $\theta > 135^\circ$ , то  $0,25\omega(\theta = 135^\circ)$  (рис. 3). Оценка спектра предделительных нейтронов в [1] для всех энергий налетающих нейтронов и углов регистрации СМНД — это разница наблюдаемого спектра и оценки спектра нейтронов из осколков с помощью соотношений

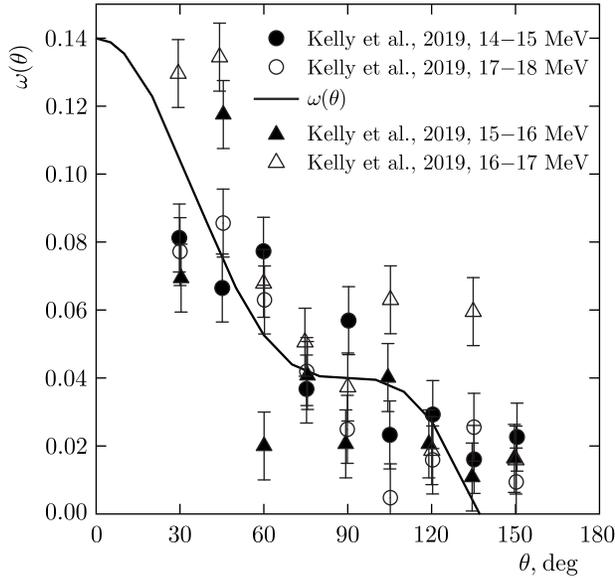


Рис. 3. Угловое распределение предделительных нейтронов для  $E_n = 14\text{--}15$  МэВ, ● — [1];  $E_n = 15\text{--}16$  МэВ, ▲ — [1];  $E_n = 16\text{--}17$  МэВ, △ — [1];  $E_n = 17\text{--}18$  МэВ, ○ — [1]; сплошная линия —  $0,25\omega(\theta)$  (уравнение (12))

Уатта [23]. Это сравнительно плохо определенная процедура, поскольку наблюдаемые спектры нейтронов из осколков состоят из  $x + 1$  компонент и воспроизвести их суммарный вклад в наблюдаемый СМНД для реакции  $^{239}\text{Pu}(n, F)$  с помощью формулы Уатта [23] без скрытых нормировок невозможно [6–12]. По-видимому, нормировка спектра нейтронов из осколков проведена в области энергий  $\varepsilon > E_{nnf1}$ , граничной энергии эксклюзивных нейтронов реакции  $(n, nf)^1$ , адекватно.

Угловая анизотропия спектров мгновенных нейтронов деления, относительно пучка падающих нейтронов, была выделена в реакции  $^{239}\text{Pu}(n, F)$  [1] для интервала энергий налетающих нейтронов  $E_n \sim 15\text{--}17,5$  МэВ для эмиссии «вперед»,  $\Delta\theta \sim 35\text{--}40^\circ$ , и «назад»,  $\Delta\theta^1 = 130\text{--}140^\circ$ . Нормировка СМНД в [1] проводилась уравниванием спектров в диапазоне энергий  $\varepsilon \sim 3\text{--}5$  МэВ. Очевидно, представление СМНД с рис. 3 в работе [1] в виде отношения СМНД  $R^{\text{exp}} = S(\varepsilon, E_n \approx 15\text{--}17,5, \Delta\theta) / S(\varepsilon, E_n \approx 15\text{--}17,5, \Delta\theta^1)$  для эмиссии вперед,  $\Delta\theta \sim 35\text{--}40^\circ$ , и назад,  $\Delta\theta^1 = 130\text{--}140^\circ$ , гораздо меньше зависит от принятой в [1] нормировки.

На рис. 4 и 5 отношение  $R^{\text{exp}}$  интегральных СМНД  $^{239}\text{Pu}(n, F)$  для интервала энергий  $E_n \sim 15\text{--}17,5$  МэВ для эмиссии вперед,  $\Delta\theta \sim 35\text{--}40^\circ$ , и назад,  $\Delta\theta^1 = 130\text{--}140^\circ$ , сравнивается с расчетным отношением СМНД

$$R(\varepsilon, 15\text{--}17,5) \approx \frac{\int_{15}^{17,5} \nu_p(E_n, \theta \approx 30^\circ) \sigma_{nF}(E_n, \theta \approx 30^\circ) S(\varepsilon, E_n, \theta \approx 30^\circ) \phi(E_n) dE_n}{\int_{15}^{17,5} \nu_p(E_n, \theta \approx 135^\circ) \sigma_{nF}(E_n, \theta \approx 135^\circ) S(\varepsilon, E_n, \theta \approx 135^\circ) \phi(E_n) dE_n}, \quad (20)$$

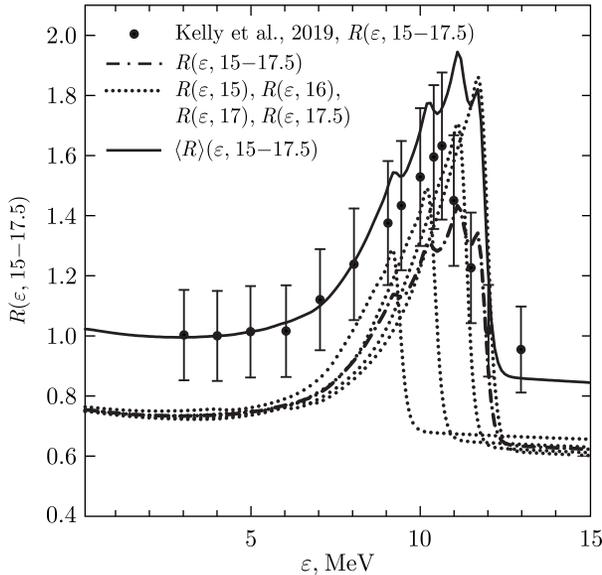


Рис. 4. Отношения интегральных СМНД  $^{239}\text{Pu}(n, F)$   $R^{\text{exp}} = S(\varepsilon, E_n \approx 15-17,5, \Delta\theta) / S(\varepsilon, E_n \approx 15-17,5, \Delta\theta^1)$  и  $R(\varepsilon, 15-17,5)$  для эмиссии вперед,  $\Delta\theta \sim 35-40^\circ$ , и назад,  $\Delta\theta^1 = 130-140^\circ$ ; ● — [1]; сплошная линия — СМНД нормированы к 1; штрихпунктирная линия — СМНД приравнены при  $\varepsilon \sim 3-5$  МэВ; пунктирные линии — парциальные компоненты  $R$  для  $E_n \sim 15$  МэВ,  $E_n \sim 16$  МэВ,  $E_n \sim 17$  МэВ и  $E_n \sim 17,5$  МэВ

где  $\phi(E_n)$  — спектр нейтронов в налетающем пучке. Спектры  $S(\varepsilon, E_n, \theta)$  нормированы на единицу. В первом приближении  $R(\varepsilon, 15-17,5)$  (20) можно определить 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  $E_n \sim 15$  МэВ,  $E_n \sim 16$  МэВ,  $E_n \sim 17$  МэВ и  $E_n \sim 17,5$  МэВ. Величины  $\nu_p(E_n, \theta)$  и  $\sigma_{nF}(E_n, \theta)$  вычисляются при тех же  $E_n$ , что и  $S(\varepsilon, E_n \approx 15-17,5, \Delta\theta)$ . В случае реакции  $^{239}\text{Pu}(n, F)$  структуры в составляющих  $R(\varepsilon, 15-17,5)$  (для монохроматических пучков) усредняются, в результате  $R^{\text{exp}}$  и  $R(\varepsilon, 15-17,5)$  согласуются друг с другом только по форме, но не по абсолютной величине. Сплошная линия для отношения  $R(\varepsilon, 15-17,5)$  на рис. 4 соответствует уравниванию числителя и знаменателя в уравнении (20) в интервале  $\varepsilon \sim 3-5$  МэВ, как в [1]. В результате такой перенормировки  $R^{\text{exp}}$  и  $R(\varepsilon, 15-17,5)$  согласуются друг с другом в пределах погрешностей  $R^{\text{exp}}$ .

На рис. 5 представлены  $R^{\text{exp}}$  для  $^{239}\text{Pu}(n, F)$  и  $R(\varepsilon, 15-17,5)$  для  $^{235}\text{U}(n, F)$ . Очевидно, расчетная анизотропия предделительных нейтронов реакций  $^{235}\text{U}(n, xn f)$  несколько выше, чем в случае  $^{239}\text{Pu}(n, F)$ . Это проявление корреляции угловой анизотропии вторичных нейтронов с вкладом эмиссионного деления ( $n, n f$ ) в наблюдаемое сечение деления и угловой анизотропией эмиссионных нейтронных спектров. В случае реакций  $^{235}\text{U}(n, xn f)$  и  $^{239}\text{Pu}(n, F)$  при  $\varepsilon > E_{nnf1}$  величины  $R^{\text{exp}}$  и  $R(\varepsilon, 15-17,5)$  меньше единицы, это можно считать проявлением влияния угловой анизотропии предделительных нейтронов на распределение парциальных вкладов в наблюдаемые характеристики.

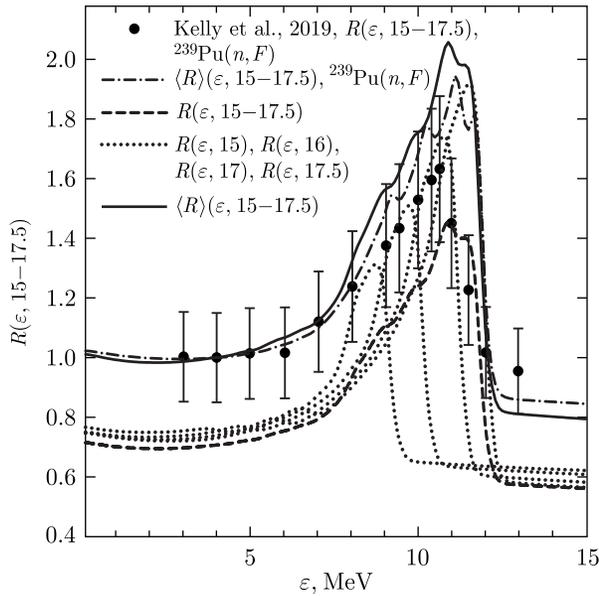


Рис. 5. Отношения интегральных СМНД  $^{235}\text{U}(n, F)$   $R^{\text{exp}} = S(\varepsilon, E_n \approx 15-17,5, \Delta\theta)/S(\varepsilon, E_n \approx 15-17,5, \Delta\theta^1)$  и  $R(\varepsilon, 15-17,5)$  для эмиссии вперед,  $\Delta\theta \sim 35-40^\circ$ , и назад,  $\Delta\theta^1 = 130-140^\circ$ ; ● — [1]  $^{239}\text{Pu}(n, F)$ ; сплошная линия — СМНД нормированы к 1; штриховая линия — СМНД  $^{235}\text{U}(n, F)$  приравнены при  $\varepsilon \sim 3-5$  МэВ; штрихпунктирная линия — СМНД  $^{239}\text{Pu}(n, F)$  нормированы при  $\varepsilon \sim 3-5$  МэВ; пунктирные линии — парциальные компоненты  $R$  для  $E_n \sim 15$  МэВ,  $E_n \sim 16$  МэВ,  $E_n \sim 17$  МэВ и  $E_n \sim 17,5$  МэВ

Зависимость энергии первого предделительного нейтрона от угла эмиссии в реакциях  $(n, nf)^1$  и  $(n, 2nf)^1$  позволяет интерпретировать экспериментальную зависимость отношения средних энергий СМНД для предельных случаев эмиссии предделительных нейтронов  $^{239}\text{Pu}(n, xnf)^{1,2,3}$  [1] и  $^{235}\text{U}(n, xnf)^{1,2,3}$  [4] «вперед» и «назад». Отношение средних энергий экспериментальных СМНД  $\langle E(\theta) \rangle / \langle E(\theta^1) \rangle$  [1] для спектров мгновенных нейтронов деления для  $^{239}\text{Pu}(n, F)$ , испущенных в переднюю,  $\Delta\theta \sim 35-40^\circ$ , и заднюю,  $\Delta\theta^1 = 130-140^\circ$  полусферы, резко растет начиная с энергии  $E_n \sim 10-12$  МэВ (рис. 6). Причиной тому являются, главным образом, нейтроны реакции  $(n, nf)^1$ . Анизотропия испускания нейтронов  $(n, nf)^1$  реакций связана с предравновесным/полупрямым механизмом эмиссии первого нейтрона реакции  $(n, nX)^1$ . Для диапазона усреднения  $\varepsilon \sim 1-3$  МэВ  $\langle E(\theta) \rangle / \langle E(\theta^1) \rangle$  не зависит от  $E_n$ , а зависимость отношения  $\langle E(60^\circ) \rangle / \langle E(90^\circ) \rangle$  от  $E_n$  сравнительно слабая.

Отношение средних энергий эксклюзивных нейтронных спектров реакции  $^{239}\text{Pu}(n, nf)^1$   $(d^2\sigma_{nnf}^1(\varepsilon, E_n, \theta \approx 30^\circ))/(d\varepsilon d\theta)$  и  $(d^2\sigma_{nnf}^1(\varepsilon, E_n, \theta \approx 135^\circ))/(d\varepsilon d\theta)$ ,  $\langle E_{n, xnf}(\theta \approx 30^\circ) \rangle / \langle E_{n, xnf}(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$  намного выше по абсолютной величине, чем  $\langle E(\theta) \rangle / \langle E(\theta^1) \rangle$ , однако оно повторяет форму отношения средних энергий экспериментальных СМНД  $\langle E(\theta \approx 30^\circ) \rangle / \langle E(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$  [1]. Угловая зависимость отношения средних энергий эксклюзивных нейтронных спектров реакции  $^{239}\text{Pu}(n, 2nf)^1$ ,  $(d^2\sigma_{n2nf}^1(\varepsilon, E_n, \theta \approx 30^\circ))/(d\varepsilon d\theta)$  и  $(d^2\sigma_{n2nf}^1(\varepsilon, E_n, \theta \approx 150^\circ))/(d\varepsilon d\theta)$  намного сла-

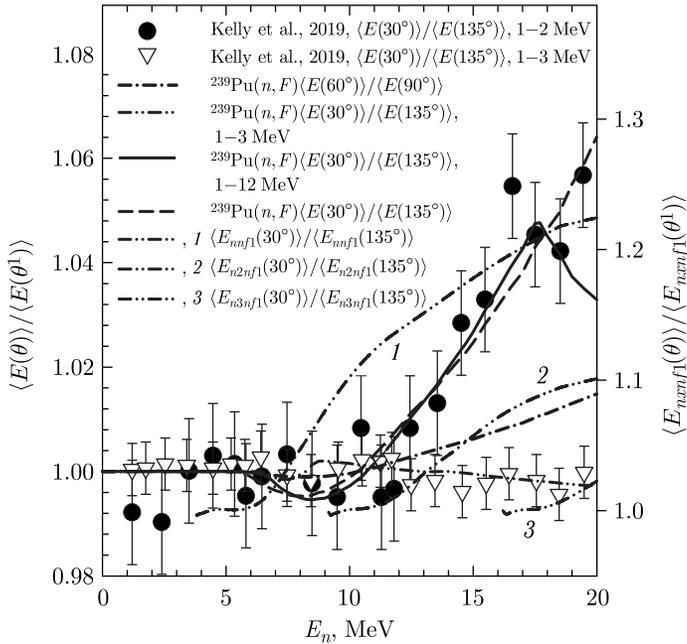


Рис. 6. Отношение средних энергий СМНД  $\langle E(\theta) \rangle / \langle E(\theta^1) \rangle$  для  $^{239}\text{Pu}(n, F)$ :  $\bullet$  —  $\langle E(\theta \approx 30^\circ) \rangle / \langle E(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$ , диапазон энергий  $\varepsilon \sim 1-12$  МэВ, [1];  $\nabla$  —  $\langle E(\theta \approx 30^\circ) \rangle / \langle E(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$ , диапазон энергий  $\varepsilon \sim 1-3$  МэВ [1]; сплошная линия —  $\langle E(\theta \approx 30^\circ) \rangle / \langle E(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$ , диапазон энергий  $\varepsilon \sim 1-12$  МэВ; штриховая линия —  $\langle E(\theta \approx 30^\circ) \rangle / \langle E(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$ , диапазон энергий  $\varepsilon \sim 0-20$  МэВ; штрихпунктирная линия с двумя точками —  $\langle E(\theta \approx 30^\circ) \rangle / \langle E(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$ , диапазон энергий  $\varepsilon \sim 1-3$  МэВ; штрихпунктирные линии с двумя точками 1, 2, 3 —  $\langle E_{n,xnf}(\theta \approx 30^\circ) \rangle / \langle E_{n,xnf}(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$ ,  $x = 1, 2, 3$

бее. В отношении средних энергий эксклюзивных нейтронных спектров реакции  $^{239}\text{Pu}(n, 3nf)^1$ ,  $(d^2\sigma_{n3nf}^1(\varepsilon, E_n, \theta \approx 30^\circ)) / (d\varepsilon d\theta)$  и  $(d^2\sigma_{n3nf}^1(\varepsilon, E_n, \theta \approx 150^\circ)) / (d\varepsilon d\theta)$  угловой зависимости почти нет. Отношения  $\langle E(\theta \approx 30^\circ) \rangle / \langle E(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$  практически не зависят от нижнего порога регистрации энергии нейтронов, но критически зависят от углов регистрации мгновенных нейтронов деления и верхней границы диапазона регистрации нейтронов ( $\varepsilon \sim 12$  или  $\varepsilon \sim 20$  МэВ) СМНД, что иллюстрируется на рис.6 для отношений средних энергий  $\langle E(\theta \approx 30^\circ) \rangle / \langle E(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$  и  $\langle E(\theta \approx 60^\circ) \rangle / \langle E(\theta^1 \approx 90^\circ) \rangle$ .

Расчетное отношение  $\langle E(\theta \approx 30^\circ) \rangle / \langle E(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$  для СМНД  $^{235}\text{U}(n, F)$  также несколько выше, чем в случае СМНД  $^{239}\text{Pu}(n, F)$ , что вполне согласуется с более высоким относительным вкладом реакции  $^{235}\text{U}(n, nf)$  в наблюдаемое сечение деления  $^{235}\text{U}(n, F)$ . Для диапазонов регистрации мгновенных нейтронов  $\varepsilon \sim 1-12$  МэВ и  $\varepsilon \sim 0-20$  МэВ, как видно на рис.7, расчетная величина  $\langle E(\theta \approx 30^\circ) \rangle / \langle E(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$  вполне воспроизводит экспериментальную зависимость для  $^{235}\text{U}(n, F)$  при  $E_n < 16$  МэВ. Расчетные величины отношений  $\langle E(\theta \approx 30^\circ) \rangle / \langle E(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$  для  $\varepsilon \sim 0-20$  МэВ существенно выше экспериментальной оценки для диа-

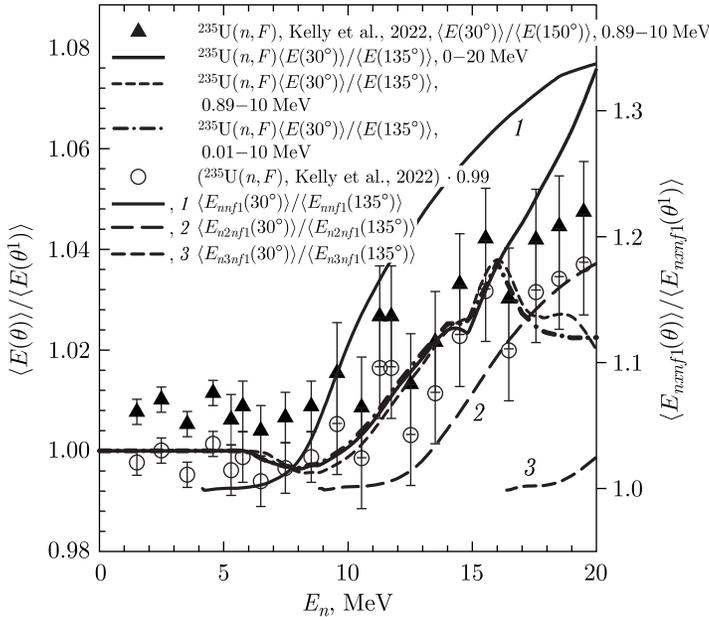


Рис. 7. Отношение средних энергий СМНД  $\langle E(\theta) \rangle / \langle E(\theta^1) \rangle$  для  $^{235}\text{U}(n, F)$ :  $\blacktriangle$  —  $\langle E(\theta \approx 30^\circ) \rangle / \langle E(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$ , диапазон энергий  $\varepsilon \sim 1\text{--}12$  МэВ [4];  $\circ$  —  $\langle E(\theta \approx 30^\circ) \rangle / \langle E(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle \cdot 0,99$  [4]; сплошная линия —  $\langle E(\theta \approx 30^\circ) \rangle / \langle E(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$ , диапазон энергий  $\varepsilon \sim 1\text{--}20$  МэВ; штриховая линия —  $\langle E(\theta \approx 30^\circ) \rangle / \langle E(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$ , диапазон энергий  $\varepsilon \sim 0,89\text{--}10$  МэВ; штрихпунктирная линия —  $\langle E(\theta \approx 30^\circ) \rangle / \langle E(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$ , диапазон энергий  $\varepsilon \sim 0,01\text{--}10$  МэВ; штрихпунктирная линия —  $\langle E(60^\circ) / E(90^\circ) \rangle$ , диапазон энергий  $\varepsilon \sim 0\text{--}20$  МэВ; линии 1, 2, 3 —  $\langle E_{n,xnf}(\theta \approx 30^\circ) \rangle / \langle E_{n,xnf}(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$ ,  $x = 1, 2, 3$

пазона  $\varepsilon \sim 1\text{--}12$  МэВ. Данные [4] для реакции  $^{235}\text{U}(n, F)$  показаны также умноженными на нормировочный фактор 0,99, в результате такой перенормировки достигается согласие экспериментальных и расчетных величин  $\langle E(\theta \approx 30^\circ) \rangle / \langle E(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$  как по форме, так и по абсолютной величине. Для эксклюзивных нейтронных спектров реакции  $^{235}\text{U}(n, nf)^1$  отношение средних энергий  $(d^2\sigma_{nnf}^1(\varepsilon, E_n, \theta \approx 30^\circ)) / (d\varepsilon d\theta)$  и  $(d^2\sigma_{nnf}^1(\varepsilon, E_n, \theta \approx 135^\circ)) / (d\varepsilon d\theta)$  намного выше по абсолютной величине, чем  $\langle E(\theta) \rangle / \langle E(\theta^1) \rangle$ , но повторяет форму отношения средних энергий экспериментальных СМНД  $\langle E(\theta \approx 30^\circ) \rangle / \langle E(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$  [4] (см. рис. 7).

Средние энергии  $\langle E \rangle$  — это лишь довольно грубая интегральная характеристика СМНД, однако и она подвержена влиянию угловой анизотропии предделительных нейтронов. Зависимость  $\langle E \rangle(E_n)$  для  $^{239}\text{Pu}(n, F)$  сравнивается с данными для диапазона энергий нейтронов  $\varepsilon \sim 0,01\text{--}10$  МэВ [2, 3] на рис. 8. Величина  $\langle E \rangle$ , определенная для этого диапазона энергий нейтронов, воспроизводит совокупность экспериментальных данных [2, 3]. Наибольшее изменение  $\langle E \rangle$  для эмиссии нейтронов  $(n, nf)$  «вперед» имеет место для  $E_n \sim 15$  МэВ. Для  $E_n > 15$  МэВ спектр МНД довольно жесткий и  $\langle E \rangle$  для диапазона  $\varepsilon \sim 10^{-5}$  эВ — 20 МэВ имеет более крутую энергетическую зависимость. Заметны корреляции вариаций  $\langle E \rangle$  для  $^{239}\text{Pu}(n, F)$  вблизи порогов реак-

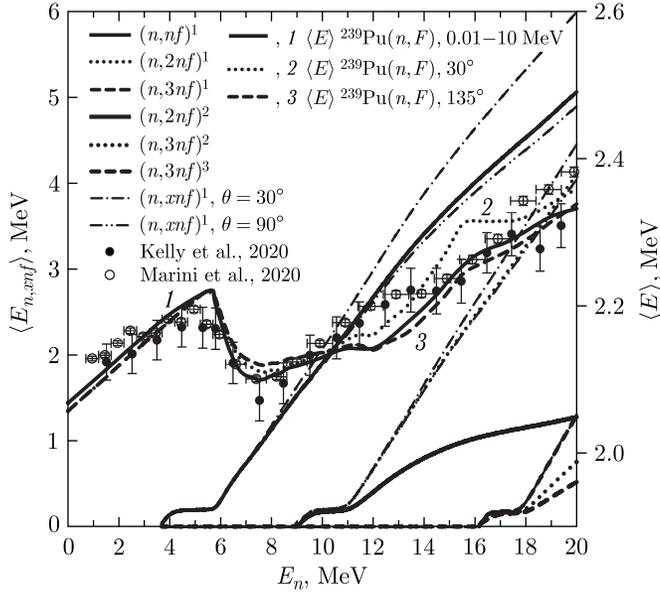


Рис. 8. Средняя энергия СМНД  $\langle E \rangle$  для деления нейтронами  $^{239}\text{Pu}(n, F)$ : ● — [4]; ○ — [5]; сплошная линия 1 —  $\langle E_{n,xnf}(\theta \approx 90^\circ)$ ; пунктирная линия 2 —  $\langle E(30^\circ)$ ; штриховая линия 3 —  $\langle E(135^\circ)$ ; штрихпунктирная линия —  $\langle E_{n,xnf}(\theta \approx 30^\circ)$ ; штрихпунктирная линия с двумя точками —  $\langle E_{n,xnf}(\theta \approx 135^\circ)$

ций  $^{239}\text{Pu}(n, nf)$  и  $^{239}\text{Pu}(n, 2nf)$  с формой СМНД и вкладами  $\beta_x(E_n) = \sigma_{n,xnf}/\sigma_{n,F}$ , эксклюзивными нейтронными спектрами  $(n, xnf)^{1,\dots,x}$ , а также расчетными [30, 31] и наблюдаемыми ТКЕ [32–35].

Оценка  $\langle E \rangle$  для  $^{235}\text{U}(n, F)$  также жестко коррелирует с формой СМНД. Влияние эксклюзивных спектров нейтронов  $(n, nf)^1$  и  $(n, 2nf)^{1,2}$  на  $\langle E \rangle$  для  $^{235}\text{U}(n, F)$  намного сильнее, чем для реакции  $^{239}\text{Pu}(n, F)$  (рис. 8 и 9). Сохраняющиеся различия между экспериментальными и теоретическими  $\langle E \rangle$  могут быть связаны с тем, что в работах [1, 3, 4] использовались два детектора нейтронов, для диапазона энергий СМНД  $\varepsilon < 1,5$  МэВ и для  $\varepsilon > 0,8$  МэВ. Взаимная нормировка двух участков спектра МНД неизбежно связана с некоторым произволом ввиду погрешностей определения эффективностей регистрации нейтронов, а также нестатистическим разбросом результатов измерений.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ наблюдаемых спектров мгновенных нейтронов деления для реакций  $^{235}\text{U}(n, F)$  и  $^{239}\text{Pu}(n, F)$  показал, что для целого ряда структур имеет место корреляция с предделительными  $(n, xnf)^{1,\dots,x}$  нейтронами. Спектры предделительных нейтронов вблизи порога реакции  $(n, xnf)$  оказались сравнительно мягкими по сравнению с нейтронами, испускаемыми возбужденными осколками деления. Это приводит к тому, что средняя энергия СМНД уменьшается вблизи порогов реакций

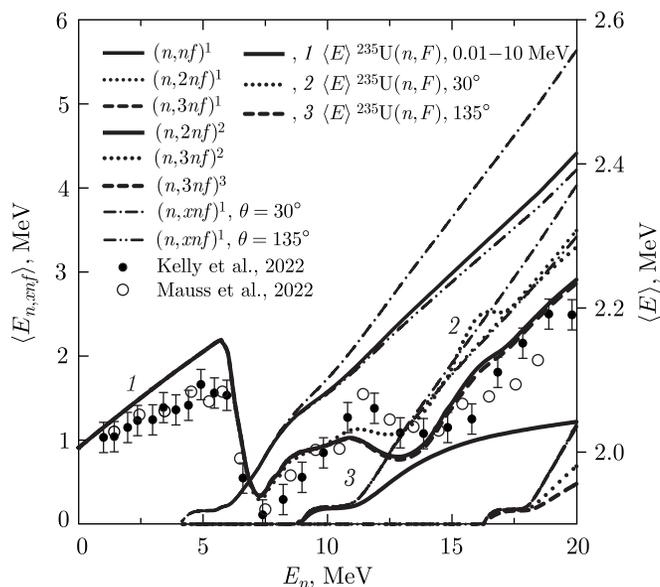


Рис. 9. Средняя энергия СМНД  $\langle E \rangle$  для деления нейтронами  $^{235}\text{U}(n, F)$ :  $\circ$  — [10];  $\bullet$  — [3];  $\circ$  — [2]; сплошная линия 1 —  $\langle E_{n, xnf}(\theta \approx 90^\circ) \rangle$ ; пунктирная линия 2 —  $\langle E(30^\circ) \rangle$ ; штриховая линия 3 —  $\langle E(135^\circ) \rangle$ ; штрихпунктирная линия —  $\langle E_{n, xnf}(\theta \approx 30^\circ) \rangle$ ; штрихпунктирная линия с двумя точками —  $\langle E_{n, xnf}(\theta \approx 135^\circ) \rangle$

$(n, xnf)$ , для реакций  $^{239}\text{Pu}(n, F)$  и  $^{235}\text{U}(n, F)$ . Амплитуда вариаций  $\langle E \rangle$  СМНД для  $^{239}\text{Pu}(n, F)$  намного ниже, чем в случае реакции  $^{235}\text{U}(n, F)$ . Установлена корреляция между формой спектра МНД при различных углах эмиссии  $(n, xnf)^1$  нейтронов относительно налетающих нейтронов и вкладами эмиссионного деления в наблюдаемые сечения деления для реакций  $^{239}\text{Pu}(n, F)$  и  $^{235}\text{U}(n, F)$ . Показано, что угловая анизотропия эксклюзивных спектров нейтронов реакций  $(n, nf)^1$  и  $(n, 2nf)^1$  существенно влияет на наблюдаемые СМНД и их средние энергии. Это обстоятельство связано с различием вкладов эмиссионного деления в наблюдаемые сечения деления для реакций  $^{239}\text{Pu}(n, F)$  и  $^{235}\text{U}(n, F)$ . Отношение средних энергий СМНД  $\langle E \rangle$  для эмиссии предделительных нейтронов «вперед» и «назад» резко растет с ростом средних энергий предделительных нейтронов, причем в реакциях  $^{235}\text{U}(n, xnf)$  сильнее, чем в реакциях  $^{239}\text{Pu}(n, xnf)$ , что подтверждается экспериментальными данными.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. 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.
2. 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.
3. 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 // Ibid. V. 102. P. 034615.

4. 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.
5. Mauss B., Taieb J., Laurent B. et al. Prompt Fission Neutron Spectra in the  $^{235}\text{U}(n, f)$  Reaction. Nuclear Data Week. 2022. JEFDOC-2200; [https://oeecd-ne.org/dbdata/nds\\_jefdoc/jefdoc-2200.pdf](https://oeecd-ne.org/dbdata/nds_jefdoc/jefdoc-2200.pdf).
6. 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.
7. Maslov V.M., Kornilov N. V., Kagalenko A. B., Tetereva N. A. Prompt Fission Neutron Spectra of  $^{235}\text{U}$  above Emissive Fission Threshold // Nucl. Phys. A. 2005. V. 760. P. 274; <https://www-nds.iaea.org/minskact/data/92235f18.txt>.
8. Маслов В. М. Спектры мгновенных нейтронов деления  $^{239}\text{Pu}$  // АЭ. 2007. Т. 103. С. 119.
9. 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.
10. 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.
11. Маслов В. М. Спектры мгновенных нейтронов деления  $^{238}\text{U}$  // ЯФ. 2008. Т. 71. С. 11.
12. Maslov V.M. Prompt Fission Neutron Spectra of  $^{235}\text{U}$  and  $^{239}\text{Pu}$  // LXXII Междунар. конф. «Фундаментальные вопросы и приложения» («Ядро-2022»), Москва, 11–16 июля 2022 г.: Сб. аннот. С. 111; <https://events.sinp.msu.ru/event/8/attachments/181/875 nucleus-2022-book-of-abstracts-www.pdf>.
13. Kammerdiener J.L. Neutron Spectra Emitted by  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ , Pb, Nb, Ni, Al and C Irradiated by 14 MeV Neutrons. UCRL-51232. 1972.
14. Maslov V.M., Baba M., Hasegawa A., Kagalenko A.B., Kornilov N. V., Tetereva N. A. Neutron Data Evaluation of  $^{238}\text{U}$ . INDC (BLR)-14. Vienna: IAEA, 2003; <https://www-nds.iaea.org/publications/indc/indc-blr-0014/>.
15. Young P.G., Chadwick M.B., MacFarlane R.E. et al. Evaluation of Neutron Reactions for ENDF/B-VII:  $^{232-241}\text{U}$  and  $^{239}\text{Pu}$  // Nucl. Data Sheets. 2007. V. 108. P. 2589.
16. Daskalakis A. M., Bahrn R. M., Blain E. J. et al. Quasi-Differential Neutron Scattering from  $^{238}\text{U}$  from 0.5 to 20 MeV // Ann. Nucl. Energy. 2014. V. 73. P. 455.
17. 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.
18. Mohindroo K. S., Danon Y., Blain E. J. et al. Quasi-Differential Neutron Induced Neutron Emissions from  $^{235}\text{U}$ , and  $^{239}\text{Pu}$  // Ann. Nucl. Energy. 2022. V. 165. P. 108647.
19. Mumpower M.R., Neudecker D., Sasaki H. et al. Collective Enhancement in the Exciton Model // Phys. Rev. C. 2023. V. 107. P. 034606.
20. Маслов В. М., Породзинский Ю. В., Баба М., Хасегавы А. Рассеяние нейтронов на ядрах U и Th с возбуждением коллективных уровней ядер // Изв. РАН. Сер. физ. 2003. Т. 67. С. 1597.
21. Maslov V.M., Porodzinskiy Yu. V., Tetereva N. A. et al. Excitation of Octupole, Beta- and Gamma-Vibration Band Levels of  $^{238}\text{U}$  by Inelastic Neutron Scattering // Nucl. Phys. A. 2006. V. 764. P. 212.
22. Корнилов Н. В., Кагаленко А. Б., Хамбш Ф.-Й. Расчет спектров мгновенных нейтронов деления на основе новой систематики экспериментальных данных // ЯФ. 1999. Т. 62. С. 209.
23. Watt B.E. Energy Spectrum of Neutrons from Thermal Fission of  $^{235}\text{U}$  // Phys. Rev. 1952. V. 87. P. 1037.

24. *Madland D. G., Kahler A. C.* Refinements in the Los Alamos Model of the Prompt Fission Neutron Spectrum // Nucl. Phys. A. 2017. V. 957. P. 289.
25. *Maslov V. M.* Anisotropy in Pre-Fission and  $(n, n'\gamma)$  Neutron Spectra of  $^{238}\text{U} + n$  // LXXII Междунар. конф. «Фундаментальные вопросы и приложения» («Ядро-2022»), Москва, 11–16 июля 2022 г.; [https://events.sinp.msu.ru/event/8/contributions/586/attachments/568/881/mvmNucl 2022%20 B.pdf](https://events.sinp.msu.ru/event/8/contributions/586/attachments/568/881/mvmNucl%2022%20B.pdf).
26. *Uhl M., Strohmaier B.* IRK-76/01, IRK. Vienna, 1976.
27. *Maslov V. M.*  $^{237}\text{U}$  Neutron-Induced Fission Cross Section // Phys. Rev. C. 2005. V. 72. P. 044607.
28. *Ануфриенко В. Б., Девкин Б. В., Кулабухов Ю. С. и др.* Измерение спектров вторичных нейтронов на ядрах  $^{239}\text{Pu}$  корреляционным методом // 4-я Всесоюз. конф. по нейтронной физике, Киев, 1977. Т. 3. С. 210.
29. *Voignier J., Clayeux R. G., Bertrand F.* Inelastic Neutron Scattering Cross Sections in Several Elements with 14.1 MeV Neutrons. CEA-R-3936. 1970.
30. *Maslov V. M.* Total Kinetic Energies in  $^{232}\text{Th}(n, F)$ ,  $^{238}\text{U}(n, F)$  // 27th Intern. Seminar on Interactions of Neutrons with Nuclei, Dubna, June 10–14, 2019; <http://isinn.jinr.ru/past-isinns/isinn-27/abstracts/>.
31. *Maslov V. M.* Anisotropy in Pre-Fission and  $(n, n'\gamma)$  Neutron Spectra of  $^{239}\text{Pu} + n$  // Book of Abstr. of the 28th Intern. Seminar on Interactions of Neutrons with Nuclei, Dubna, May 24–28, 2021; [http://isinn.jinr.ru/past-isinns/isinn 28/ISINN 28 %20 Abstract%20 Book.pdf](http://isinn.jinr.ru/past-isinns/isinn%2028/ISINN%2028%20Abstract%20Book.pdf). P. 113.
32. *Meierbachtol K., Tovesson F., Duke D. L. et al.* Total Kinetic Energy Release in  $^{239}\text{Pu}(n, f)$  Post-Neutron Emission from 0.5 to 50 MeV Incident Neutron Energy // Phys. Rev. C. 2016. V. 94. P. 034611.
33. *Chemey A., Pica A., Liangyu Yao et al.* Total Kinetic Energy and Mass Yields from the Fast Neutron-Induced Fission of  $^{239}\text{Pu}$  // Eur. Phys. J. A. 2020. V. 56. P. 297.
34. *Duke D. L., Tovesson F., Brys T. et al.* Fission-Fragment Total Kinetic Energy and Mass Yields for Neutron-Induced Fission of  $^{235}\text{U}$  and  $^{238}\text{U}$  with  $E_n = 200 \text{ keV} - 30 \text{ MeV}$  // Proc. of Intern. Conf. “Nuclear Data for Science and Technology” (ND2016), Bruges, Belgium, Sept. 11–16, 2016; Eur. Phys. J. Web Conf. 2017. V. 146. P. 04042.
35. *Tovesson F., Duke D., Geppert-Kleinrath V. et al.* Fission Fragment Yields and Total Kinetic Energy Release in Neutron-Induced Fission of  $^{235,238}\text{U}$  and  $^{239}\text{Pu}$  // Eur. Phys. J. Web Conf. 2018. V. 169. P. 00024.

Получено 27 мая 2023 г.