

## АНИЗОТРОПИЯ СПЕКТРОВ МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ $^{233}\text{U}(n, F)$

В. М. Маслов<sup>1</sup>

Минск

Угловая анизотропия вторичных нейтронов в нейтронных эмиссионных спектрах (НЭС) четно-четных и четно-нечетных ядер-мишеней и в наблюдаемых спектрах мгновенных нейтронов деления (СМНД) четно-нечетных ядер мишеней  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{235}\text{U}$  обусловлена предравновесным механизмом эмиссии первого нейтрона реакции  $(n, nX)^1$  и его влиянием на спектр предделительных нейтронов реакций  $(n, xnf)$ . В случае СМНД средняя энергия  $(n, nf)^1$  нейтронов зависит от угла эмиссии относительно падающего пучка нейтронов  $\theta$ , как следствие, сечение деления, среднее число мгновенных нейтронов деления (МНД) и полная кинетическая энергия осколков (продуктов) деления (ТКЕ) также зависят от  $\theta$ . Большая чувствительность к испусканию  $(n, xnf)^1$  нейтронов в переднюю и заднюю полусферы предсказана для реакции  $^{233}\text{U}(n, F)$ . Эксклюзивные спектры предделительных нейтронов реакций  $^{233}\text{U}(n, xnf)^{1,\dots,x}$ , а также эксклюзивные спектры нейтронов  $(n, n\gamma)$  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  $\omega(\theta)$  для  $^{233}\text{U}(n, nX)^1$ . Расчетные эксклюзивные спектры  $^{233}\text{U}(n, xnf)^{1,\dots,x}$  нейтронов для  $\theta \sim 90^\circ$  соответствуют согласованному описанию наблюдаемых сечений деления  $^{233,232}\text{U}(n, F)$  для нейтронов с энергией  $E_n \sim 0,01\text{--}20$  МэВ. Полученная для  $^{239}\text{Pu}(n, F)$  и  $^{235}\text{U}(n, F)$  аппроксимация угловой анизотропии СМНД  $\omega(\theta)$  позволяет установить корреляцию угловой анизотропии  $^{233}\text{U}(n, xnf)^1$  нейтронов с вкладом эмиссионного деления  $^{233}\text{U}(n, xnf)$  в наблюдаемое сечение деления  $^{233}\text{U}(n, F)$ . Получено отношение средних энергий СМНД  $\langle E \rangle$  для эмиссии  $(n, xnf)^1$  нейтронов в реакции  $^{233}\text{U}(n, xnf)$  «вперед» и «назад», оно существенно выше, чем для реакций  $^{239}\text{Pu}(n, F)$  и  $^{235}\text{U}(n, F)$ .

Angular anisotropy of secondary neutrons in neutron emission spectra (NES) of even–even and even–odd target nuclides and prompt fission neutron spectra (PFNS) of even–odd target nuclides  $^{239}\text{Pu}$  and  $^{235}\text{U}$  is due to pre-equilibrium emission of  $(n, nX)^1$  neutrons and its influence on pre-fission neutrons in  $(n, xnf)$  reaction. 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. Strong sensitivity to forward and backward emission of pre-fission neutrons in  $(n, xnf)^1$  reaction is predicted for  $^{233}\text{U}(n, F)$ . Exclusive neutron spectra of  $^{233}\text{U}(n, xnf)^{1,\dots,x}$ ,  $(n, n\gamma)$  and  $(n, xn)^{1,\dots,x}$  are calculated within Hauser–Feshbach formalism alongside with  $(n, F)$  and  $(n, xn)$  reaction cross sections, angular dependence of first neutron  $^{233}\text{U}(n, nX)^1$  emission being included. Exclusive neutron spectra  $^{233}\text{U}(n, xnf)^{1,\dots,x}$  at  $\theta \sim 90^\circ$  are consistent with  $^{232,233}\text{U}(n, F)$  within  $E_n \sim 0.01\text{--}20$  MeV energy range. Approximation of  $\omega(\theta)$  obtained for  $^{239}\text{Pu}(n, F)$  and  $^{235}\text{U}(n, F)$  allows one to correlate angular anisotropy of  $^{233}\text{U}(n, xnf)^1$  neutrons with emissive fission  $^{233}\text{U}(n, xnf)$  contribution to the observed fission cross section of  $^{233}\text{U}(n, F)$ . The ratio of mean PFNS energies for forward and backward emission of  $^{233}\text{U}(n, xnf)$  neutrons is obtained, it is much stronger than relevant ratios for  $^{235}\text{U}(n, F)$  and  $^{239}\text{Pu}(n, F)$ .

PACS: 24.75.+i; 25.40.–h; 25.85.Ec

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

Анализ наблюдаемых СМНД для реакций  $^{235}\text{U}(n, F)$  и  $^{239}\text{Pu}(n, F)$  [1] показал, что для целого ряда структур имеет место корреляция с предделительными  $(n, xn f)^{1, \dots, x}$  нейтронами. 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 вблизи порога реакции  $(n, xn f)$  имеют довольно низкую энергию по сравнению с нейтронами, испускаемыми возбужденными осколками деления. Амплитуда вариаций средних энергий  $\langle E \rangle$  СМНД для  $^{239}\text{Pu}(n, F)$  намного ниже, чем в случае реакции  $^{235}\text{U}(n, F)$ . Для реакций  $^{239}\text{Pu}(n, F)$  и  $^{235}\text{U}(n, F)$  установлена корреляция между формой спектра МНД при различных углах эмиссии  $(n, xn f)^1$  нейтронов относительно импульса налетающих нейтронов и вкладами эмиссионного деления в наблюдаемые сечения деления [2]. Здесь и в дальнейшем верхний индекс  $(1, \dots, x)$  идентифицирует последовательно испускаемые нейтроны. Это приводит к тому, что средняя энергия СМНД уменьшается вблизи порогов реакций  $(n, xn f)$ , что детально изучено для реакций  $^{239}\text{Pu}(n, F)$  и  $^{235}\text{U}(n, F)$  [3–7]. Вариации наблюдаемых средних энергий СМНД  $\langle E \rangle$  вблизи порогов реакций  $(n, xn f)$ , как показано в [1, 2, 8], обусловлены эксклюзивными спектрами предделительных  $(n, xn f)^{1, \dots, x}$  нейтронов. Угловая анизотропия эксклюзивных спектров нейтронов реакций  $(n, nf)^1$  и  $(n, 2nf)^1$  различным образом влияет на наблюдаемые СМНД  $^{239}\text{Pu}(n, F)$  и  $^{235}\text{U}(n, F)$  и их средние энергии [2]. 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» относительно импульса налетающих нейтронов резко растет с ростом средних энергий предделительных нейтронов, причем в реакциях  $^{235}\text{U}(n, xn f)$  сильнее, чем в реакциях  $^{239}\text{Pu}(n, xn f)$  [1–8]. Подобные эффекты, очевидно, возможны и для реакции  $^{233}\text{U}(n, F)$ . Распределение энергии деления в реакции  $^{233}\text{U}(n, F)$  между кинетической энергией осколков, энергией возбуждения и предделительными нейтронами проявляется пока только в локальных максимумах в полной кинетической энергии ТКЕ осколков и продуктов деления [9].

Испарительные предделительные нейтроны испускаются сферически-симметрично относительно пучка налетающих нейтронов. Угловая анизотропия СМНД, обнаруженная в реакции  $^{239}\text{Pu}(n, F)$  [3], связана с предравновесным механизмом эмиссии нейтрона  $(n, nX)^1$ . Направление вылета первого нейтрона реакции  $^{233}\text{U}(n, nX)^1$ , 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  $(n, nf)^1$ ,  $(n, 2nf)^1$  и  $(n, 3nf)^1$ , также 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 [3–7] МНД регистрировались  $\sim 50$  детекторами, расположенными под различными углами относительно падающего пучка. Анонсированные в [10] измерения СМНД для  $^{233}\text{U}(n, F)$ , которые будут выполнены аналогично измерениям для  $^{235}\text{U}(n, F)$  и  $^{239}\text{Pu}(n, F)$  [3–7], уместно предварить теоретической оценкой СМНД с помощью методов, описанных в [1, 2, 8]. Цель работы состоит в предсказании анизотропии спектров мгновенных нейтронов деления  $^{233}\text{U}(n, F)$  для энергии налетающих нейтро-

нов  $E_n < 20$  МэВ с помощью развитых методов, согласующихся с прецизионными измерениями СМНД  $^{235}\text{U}(n, F)$  [6, 7],  $^{238}\text{U}(n, F)$  [11] и  $^{239}\text{Pu}(n, F)$  [3–5].

Анизотропная часть дважды дифференциального спектра первого нейтрона ( $d^2\sigma(\varepsilon, E_n, \theta)/(d\varepsilon d\theta)$ ) [1, 2], соответствующая возбуждениям ядра  $^{233}\text{U}$   $U \sim 1-6$  МэВ, будет проявляться в дважды дифференциальных эмиссионных спектрах, причем главным образом в анизотропии части спектра эмиссии нейтронов, соответствующей реакции  $(n, n\gamma)^1$ . 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 [12]. Наиболее исследованными для определения спектра первого нейтрона реакции  $(n, nX)^1$  являются ядра-мишени  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$  [13, 14]. Для четно-четных ядер-мишеней учет прямого возбуждения коллективных уровней полосы основного состояния  $J^\pi = 0^+, 2^+, 4^+, 6^+, 8^+$  выполнен в модели жесткого ротатора, а прямого возбуждения уровней  $\gamma$ -ротационных полос  $K^\pi = 0^+, 2^+$  и уровней октапольной полосы  $K^\pi = 0^-$  — с помощью модели мягкого деформируемого ротатора (см. [15] и ссылки там). Это позволило получить адекватную аппроксимацию [1, 2, 8] угловой зависимости непрерывного спектра эмиссии первого нейтрона  $^{238}\text{U}(n, nX)^1$ , соответствующую энергии возбуждения  $U = 1-6$  МэВ. Эта аппроксимация адекватна для взаимодействий  $^{235}\text{U}+n$  и  $^{239}\text{Pu}+n$  [1, 2, 8], она будет использована и в случае  $^{233}\text{U}+n$ .

Анизотропная часть дважды дифференциального спектра первого нейтрона ( $d^2\sigma(\varepsilon, E_n, \theta)/(d\varepsilon d\theta)$ ), соответствующая возбуждениям, сравнимым с барьером деления ядер  $^{233}\text{U}$ , проявится в эксклюзивных спектрах  $(n, nf)^1$ ,  $(n, 2nf)^1$  и  $(n, 2n)^1$  [1, 2] и, как следствие, в наблюдаемых под разными углами относительно пучка налетающих нейтронов СМНД  $^{233}\text{U}(n, F)$ .

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

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

В уравнении (1)  $\tilde{S}_{A+1-x}(\varepsilon, E_n, \theta)$  — вклад  $x$ -го шанса деления в наблюдаемый спектр мгновенных нейтронов деления,  $\langle E_{n, xn}^k(\theta) \rangle$  — средняя энергия  $k$ -го нейтрона реак-

ции  $(n, xnf)$  со спектром  $(d^2\sigma_{n,xn}^k(\varepsilon, E_n, \theta))/(d\varepsilon d\theta)$ , где  $k \leq x$ . Спектры  $S(\varepsilon, E_n, \theta)$ ,  $S_{A+1-x}(\varepsilon, E_n, \theta)$  и эксклюзивные спектры предделительных нейтронов  $(d^2\sigma_{n,xn}^k \times (\varepsilon, E_n, \theta))/(d\varepsilon d\theta)$  нормированы на единицу. Спектры нейтронов, испаряющихся из осколков деления  $S_{A+1-x}(\varepsilon, E_n, \theta)$ , как предложено в [16], были представлены суммой двух распределений Уатта [17] с разными температурами, соответствующими легкому и тяжелому осколкам. Индекс  $x$  обозначает шанс деления ядер  $^{234-x}\text{U}$  после эмиссии предделительных нейтронов,  $\beta_x(E_n, \theta) = \sigma_{n,xnf}(E_n, \theta)/\sigma_{n,F}(E_n, \theta)$  — 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 МНД, испускаемых из осколков деления ядер  $^{234-x}\text{U}$ . Среднее число мгновенных нейтронов  $\nu_p(E_n)$  определяется как

$$\nu_p(E_n) = \nu_{\text{post}} + \nu_{\text{pre}} = \sum_{x=1} \nu_{px}(E_{nx}) + \sum_{x=1} (x-1)\beta_x(E_n). \quad (2)$$

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.

После эмиссии  $x$  предделительных  $(n, xnf)$  нейтронов энергия возбуждения остаточных ядер  $^{234-x}\text{U}$  уменьшается на величину энергий связи нейтронов  $B_{nx}$  и их средних кинетических энергий:

$$U_x = E_n + B_n - \sum_{x, 1 \leq k \leq x} (\langle E_{n,xnf}^k(\theta) \rangle + B_{nx}). \quad (3)$$

Энергия возбуждения осколков деления ядер  $^{234-x}\text{U}$  определяется как

$$E_{nx} = E_r - E_{fx}^{\text{pre}} + E_n + B_n - \sum_{x, 1 \leq k \leq x} (\langle E_{n,xnf}^k(\theta) \rangle + B_{nx}). \quad (4)$$

Значения ТКЕ, кинетических энергий осколков до момента эмиссии мгновенных нейтронов  $E_F^{\text{pre}}$ , моделируются как суперпозиция ТКЕ ядер  $^{234-x}\text{U}$ , дающих вклад в наблюдаемое сечение деления:

$$E_F^{\text{pre}}(E_n) = \sum_{x=0}^X E_{fx}^{\text{pre}}(E_{nx}) \frac{\sigma_{n,xnf}}{\sigma_{n,F}}. \quad (5)$$

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

$$E_F^{\text{post}} \approx E_F^{\text{pre}} \left( 1 - \frac{\nu_{\text{post}}}{A + 1 - \nu_{\text{pre}}} \right). \quad (6)$$

На рис. 1 представлены вклады  $\beta_1(E_n)$  и  $\beta_2(E_n)$  для первого и второго шансов деления в наблюдаемом сечении деления  $^{235}\text{U}(n, F)$ . Темные точки [18] соответствуют вкладам  $\beta_1 = \sigma_{n,f}/\sigma_{n,F}$  и  $\beta_2 = \sigma_{n,nf}/\sigma_{n,F}$  в наблюдаемое сечение деления  $^{235}\text{U}(n, F)$ . Они существенно отличаются от оценок  $\beta_x(E_n) = \sigma_{n,xnf}/\sigma_{n,F}$  [1, 2]. В [18] вклады  $\beta_1(E_n)$  и  $\beta_2(E_n)$  оценивались по результатам анализа распределения множественности нейтронов деления. Такая оценка, очевидно, неустойчива и чувствительна к

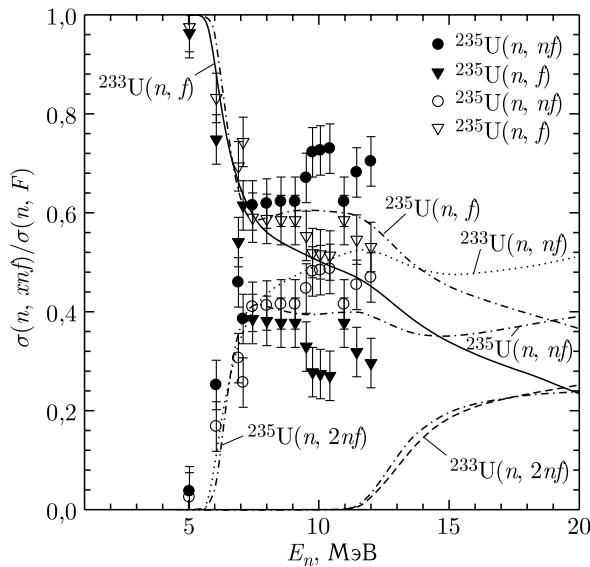


Рис. 1. Отношение парциальных составляющих  $(n, xn f)$  к сечению деления нейтронами:  $\bullet$  —  $\beta_2(E_n)$  [18];  $\blacktriangledown$  —  $\beta_1(E_n)$  [18];  $\circ$  —  $\tilde{\beta}_2(E_n)$  [18];  $\nabla$  —  $\tilde{\beta}_1(E_n)$  [18]; сплошная линия —  $^{233}\text{U}(n, f)$ ; пунктирная —  $^{233}\text{U}(n, nf)$ ; штриховая —  $^{233}\text{U}(n, 2nf)$ ; штрихпунктирная —  $^{235}\text{U}(n, f)$ ,  $^{235}\text{U}(n, nf)$ ,  $^{235}\text{U}(n, 2nf)$

экспериментальным погрешностям, она не является полностью экспериментальной хотя бы потому, что средние энергии предделительных нейтронов в [18] расчетные, а их абсолютные значения авторы никак не комментируют. Светлые точки на рис. 1 получены перенормировкой данных [18]:  $\tilde{\beta}_2(E_n) = 0,67\beta_2(E_n)$ . В результате перенормировки  $\tilde{\beta}_1(E_n)$  и  $\tilde{\beta}_2(E_n)$  много лучше согласуются с оценкой [1, 2], особенно вблизи порогов реакции  $^{235}\text{U}(n, nf)$ . Оценка  $\beta_1(E_n)$  и  $\beta_2(E_n)$  для  $^{235}\text{U}(n, F)$  [1, 2] более обоснована, поскольку позволяет воспроизвести наблюдаемые [6, 7] СМНД  $S(\varepsilon, E_n)$  с помощью вариаций  $\tilde{S}_{235}(\varepsilon, E_n)$  и  $\tilde{S}_{236}(\varepsilon, E_n)$ . Вклады  $\beta_2(E_n)^{233}\text{U}(n, F)$  для энергий  $E_n > 8$  МэВ выше порога реакции  $^{233}\text{U}(n, nf)$  систематически превышают  $\beta_2(E_n)$  для  $^{235}\text{U}(n, F)$  [1, 2].

Относительные вклады  $\tilde{S}_A(\varepsilon, E_n)$  и  $\tilde{S}_{A+1}(\varepsilon, E_n)$  в наблюдаемые СМНД  $S(\varepsilon, E_n)$  зависят от формы предделительных спектров нейтронов и энергии возбуждения  $U_x$  осколков деления. Для  $^{235}\text{U}(n, F)$  максимальный относительный вклад предделительных спектров нейтронов в СМНД имеет место для  $E_n \sim 6,5$  МэВ, при этом он выше, чем в случае  $^{233}\text{U}(n, F)$ . Для  $^{233}\text{U}(n, F)$  максимум имеет место при  $E_n \sim 6$  МэВ, он выше, чем в случае  $^{235}\text{U}(n, F)$ . На рис. 2 видно, что относительный вклад  $\beta_2(E_n)\nu_p^{-1} \frac{d^2\sigma_{nnf}^1(\varepsilon, E_n)}{d\varepsilon d\varepsilon}$  в СМНД для  $^{233}\text{U}(n, F)$  вблизи порога при  $E_n \sim 6,5$  МэВ систематически ниже, чем в случае реакции  $^{235}\text{U}(n, F)$ . Нейтроны реакции  $^{233}\text{U}(n, nf)$ <sup>1</sup> существенно снижают энергию возбуждения  $U_1$ , это проявляется в энергетической зависимости СМНД из осколков деления.

Средние энергии  $\langle E \rangle$  СМНД  $^{233}\text{U}(n, F)$  и  $^{235}\text{U}(n, F)$  практически совпадают, как видно на рис. 3 для  $\theta \sim 90^\circ$ , т.е.  $\langle \omega(\theta) \rangle_\theta \approx \omega(90^\circ)$  (см. ниже). В [1, 2] показана

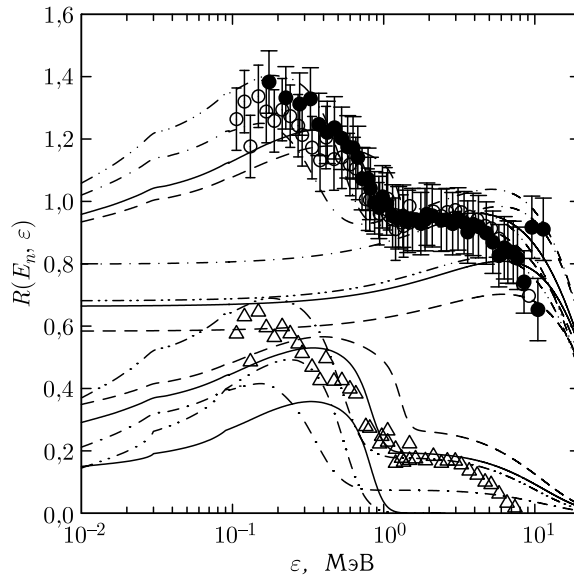


Рис. 2. Парциальные составляющие СМНД:  $\circ$  —  $^{235}\text{U}(n, F)$  [6],  $\triangle$  —  $^{235}\text{U}(n, nf)$  [6];  $\bullet$  —  $^{235}\text{U}(n, F)$  [7] при  $E_n = 6,5$  МэВ; сплошные линии —  $^{233}\text{U}(n, F)$ ,  $^{233}\text{U}(n, f)$ ,  $^{233}\text{U}(n, nf)$  и  $^{233}\text{U}(n, nf)^1$  при  $E_n = 6,5$  МэВ; штрихпунктирные линии —  $^{233}\text{U}(n, F)$ ,  $^{233}\text{U}(n, f)$ ,  $^{233}\text{U}(n, nf)$  при  $E_n = 6,0$  МэВ; штриховые линии —  $^{233}\text{U}(n, F)$ ,  $^{233}\text{U}(n, f)$ ,  $^{233}\text{U}(n, nf)$  при  $E_n = 7,0$  МэВ; штрихпунктирные линии с двумя точками —  $^{235}\text{U}(n, F)$ ,  $^{235}\text{U}(n, f)$ ,  $^{235}\text{U}(n, nf)$  и  $^{235}\text{U}(n, nf)^1$  при  $E_n = 6,5$  МэВ

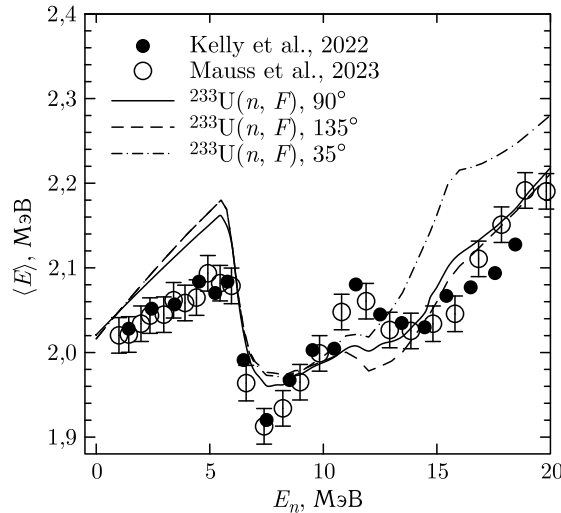


Рис. 3. Средняя энергия СМНД  $\langle E \rangle$  для деления нейтронами  $^{233,235}\text{U}(n, F)$ : темные кружки —  $^{235}\text{U}(n, F)$  [6]; светлые кружки —  $^{235}\text{U}(n, F)$  [7]; сплошная линия —  $\langle E(90^\circ) \rangle$ ; штриховая —  $\langle E(135^\circ) \rangle$ ; штрихпунктирная —  $\langle E(30^\circ) \rangle$  для  $^{233}\text{U}(n, F)$

но, что зависимость  $\langle E \rangle$  СМНД  $^{235}\text{U}(n, F)$  и  $^{239}\text{Pu}(n, F)$  [3–6] от угла  $\theta$  можно объяснить угловой зависимостью эмиссии первого предделительного нейтрона. Описанное в [1, 2] моделирование угловой зависимости эксклюзивных спектров предделительных нейтронов позволяет получить оценку 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  $^{233}\text{U}(n, xn f)^{1, \dots, x}$  в переднюю  $\Delta\theta \sim 35\text{--}40^\circ$  и заднюю  $\Delta\theta^1 \approx 130\text{--}140^\circ$  полусферы для широкого интервала значений энергии  $\Delta E_n \sim 15\text{--}17,5$  МэВ [1–3]. 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  $\Delta\theta \sim 35\text{--}40^\circ$  и  $\Delta\theta^1 \sim 130\text{--}150^\circ$  для интервала значений энергии нейтронов  $E_n \sim 1\text{--}12$  и  $1\text{--}20$  МэВ [3] для реакций  $^{235}\text{U}(n, F)$  и  $^{239}\text{Pu}(n, F)$  отличаются друг от друга. Можно предположить, что для реакции  $^{233}\text{U}(n, F)$  зависимость  $\langle S(\varepsilon, E_n, \Delta\theta) \rangle_{\Delta E_n} / \langle S(\varepsilon, E_n, \Delta\theta^1) \rangle_{\Delta E_n}$  и  $\langle E(\theta \approx 37,5^\circ) \rangle / \langle E(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$  от  $E_n$  также будет иной. На рис. 3 показаны  $\langle E(\theta \approx 37,5^\circ) \rangle$  и  $\langle E(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$  для СМНД  $^{233}\text{U}(n, F)$ , эти значения  $\langle E \rangle$  особенно чувствительны к рассеянию нейтронов  $(n, xn f)^1$  в переднюю полусферу.

Дважды дифференциальный эмиссионный нейтронный спектр  $(d^2\sigma(\varepsilon, E_n, \theta)) / (d\varepsilon d\theta)$  определяется как суперпозиция спектров мгновенных нейтронов деления  $S(\varepsilon, E_n, \theta)$ , эксклюзивных спектров нейтронов  $(n, n\gamma)^1$ ,  $(n, 2n)^{1,2}$  и  $(n, 3n)^{1,2,3}$ ,  $(d^2\sigma_{n xn}^k(\varepsilon, E_n, \theta)) / (d\varepsilon d\theta)$ , нормированных на единицу, а также спектров упруго- и неупруго-рассеянных нейтронов,  $(d^2\sigma_{nn\gamma}(\varepsilon, E_q, E_n, \theta)) / (d\varepsilon d\theta)$ , сопровождающихся возбуждением дискретных коллективных состояний ядра  $^{233}\text{U}$  (см. [1, 2]). В таком представлении эмиссионные расчетные спектры нормированы с учетом сечений реакций  $(n, n)$  и  $(n, F)$ , а также средней множественности мгновенных нейтронов деления.

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

$$\sigma_{nF}(E_n) = \sigma_{nf}(E_n) + \sum_{x=1}^X \sigma_{n, xn f}(E_n) \quad (7)$$

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

$$\sigma_{n, xn f}(E_n) = \sum_{J\pi}^J \int_0^{U_x} W_{A+1-x}^{J\pi}(U) P_f^{J\pi(A+1-x)}(U) dU, \quad (8)$$

где  $W_{A+1-x}^{J\pi}(U)$  — заселенность состояний  $(A+1-x)$  ядра с энергией возбуждения  $U$  после эмиссии  $x$  предделительных нейтронов [19, 20].

Спектр эмиссии первого нейтрона  $(n, nX)^1$ ,  $(d^2\sigma_{nnx}^1(\varepsilon, E_n, \theta)) / (d\varepsilon d\theta)$  моделирует угловую и энергетическую зависимости нейтронных эмиссионных спектров  $^{235}\text{U}+n$  [21],  $^{238}\text{U}+n$  [14], а также спектров предделительных нейтронов  $^{235}\text{U}(n, F)$  [1, 2, 21]:

$$\frac{d^2\sigma_{nnx}^1(\varepsilon, E_n, \theta)}{d\varepsilon d\theta} \approx \frac{d^2\tilde{\sigma}_{nnx}^1(\varepsilon, E_n, \theta)}{d\varepsilon d\theta} + \sqrt{\frac{\varepsilon}{E_n}} \frac{\omega(\theta)}{E_n - \varepsilon}. \quad (9)$$

Усредненную по углу эмиссии функцию  $\omega(\theta), \langle \omega(\theta) \rangle_\theta$  (см. детали параметризации в [2]) в интервале углов  $\theta_2 - \theta_1 = 135\text{--}30^\circ$  можно аппроксимировать как  $\langle \omega(\theta) \rangle_\theta \approx$

$\approx \omega(90^\circ)$ , тогда интегральный спектр можно представить в виде (см. [2])

$$\frac{d\sigma_{nnx}^1(\varepsilon, E_n)}{d\varepsilon} \approx \left[ \frac{d\bar{\sigma}_{nnx}^1(\varepsilon, E_n)}{d\varepsilon} + \sqrt{\frac{\varepsilon}{E_n} \frac{\langle \omega(\theta) \rangle_\theta}{E_n - \varepsilon}} \right] \frac{\Gamma_f^A(E_n - \varepsilon)}{\Gamma^A(E_n - \varepsilon)}. \quad (10)$$

Дважды дифференциальный эксклюзивный спектр первого нейтрона в реакции  $(n, nf)^1$  можно определить как

$$\frac{d^2\sigma_{nnf}^1(\varepsilon, E_n, \theta)}{d\varepsilon d\theta} = \left[ \frac{d^2\bar{\sigma}_{nnf}^1(\varepsilon, E_n, \theta)}{d\varepsilon d\theta} + \sqrt{\frac{\varepsilon}{E_n} \frac{\omega(\theta)}{E_n - \varepsilon}} \right] \frac{\Gamma_f^A(E_n - \varepsilon, \theta)}{\Gamma^A(E_n - \varepsilon, \theta)}. \quad (11)$$

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  $A$ , а спектр первого нейтрона  $(n, 2nf)^1$  для реакции  $(n, 2nf)$  определяется, как описано в [1, 2].

Вклад эксклюзивных спектров предделительных нейтронов реакций  $^{233}\text{U}(n, xnf)^{1,2}$  в НЭС есть  $\frac{\sigma_{n, xnf}(E_n, \theta)}{4\pi} \frac{d\sigma_{nnf}^{1,2}(\varepsilon, E_n, \theta)}{d\varepsilon}$ . Они составляют только малую часть спектра нейтронов  $(n, nX)^1$ , но при этом определяют угловую зависимость наблюдаемых спектров мгновенных нейтронов деления  $^{233}\text{U}(n, F)$  относительно падающего пучка нейтронов.

Угловая анизотропия спектров мгновенных нейтронов деления относительно пучка падающих нейтронов была выделена в реакции  $^{239}\text{Pu}(n, F)$  [3] для интервала значений энергии 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. 4 отношение  $R^{\text{exp}}$  СМНД  $^{239}\text{Pu}(n, F)$  для интервала значений энергии  $E_n \sim 15-17,5$  МэВ для эмиссии вперед,  $\Delta\theta \sim 35-40^\circ$ , и назад,  $\Delta\theta^1 = 130-140^\circ$ , сравнивается с расчетным отношением СМНД для  $^{233}\text{U}(n, F)$ :

$$R(\varepsilon, 15-17,5) \approx \frac{\int_{15}^{17,5} \nu_p(E_n, \approx 30^\circ) \sigma_{nF}(E_n, \approx 30^\circ) S(\varepsilon, E_n, \theta \approx 30^\circ) \varphi(E_n) dE_n}{\int_{15}^{17,5} \nu_p(E_n, \theta \approx 135^\circ) \sigma_{nF}(E_n, \theta \approx 135^\circ) S(\varepsilon, E_n, \theta \approx 135^\circ) \varphi(E_n) dE_n}, \quad (12)$$

где  $\varphi(E_n)$  — спектр нейтронов в налетающем пучке. Спектры  $S(\varepsilon, E_n, \theta)$  нормированы на единицу. В первом приближении  $R(\varepsilon, 15-17,5)$  (12) 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  $S(\varepsilon, E_n \approx 15-17,5, \Delta\theta)$ . 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  $R(\varepsilon, 15-17,5)$  для  $^{233}\text{U}(n, F)$  на рис. 4 соответствует уравниванию числителя и знаменателя в уравнении (20) в интервале  $\varepsilon \sim 3-5$  МэВ, как в [3]. В результате подобной перенормировки  $R^{\text{exp}}$  и  $R(\varepsilon, 15-17,5)$  для  $^{239}\text{Pu}(n, F)$  согласуются друг с другом в пределах погрешностей  $R^{\text{exp}}$ . Очевидно, что расчетная анизотропия предделительных нейтронов реакций  $^{233}\text{U}(n, xnf)$  (см. уравнение (12))



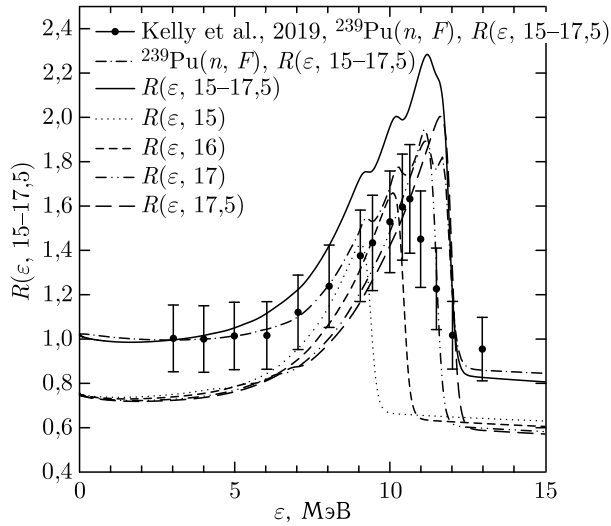


Рис. 4. Отношения СМНД  $R^{\text{exp}} = S(\varepsilon, E_n \approx 15-17,5, \Delta\theta) / S(\varepsilon, E_n \approx 15-17,5, \Delta\theta^1)$   $^{239}\text{Pu}(n, F)$  и  $R(\varepsilon, 15-17,5)$  для  $^{233}\text{U}(n, F)$  для эмиссии вперед,  $\Delta\theta \sim 35-40^\circ$ , и назад,  $\Delta\theta^1 = 130-140^\circ$ ;  $^{239}\text{Pu}(n, F)$ : темные кружки — [3]; сплошная линия — СМНД  $^{233}\text{U}(n, F)$ , парциальные вклады нормированы при  $\varepsilon \sim 3-5$  МэВ к одинаковому числу делений; далее СМНД  $^{233}\text{U}(n, F)$  нормированы к 1: пунктирная линия —  $R(\varepsilon, 15)$ ,  $E_n \sim 15$  МэВ; штриховая —  $R(\varepsilon, 16)$ ,  $E_n \sim 16$  МэВ; штрихпунктирная линия с двумя точками —  $R(\varepsilon, 17)$ ,  $E_n \sim 17$  МэВ; штриховая линия с длинными штрихами —  $R(\varepsilon, 17,5)$ ,  $E_n \sim 17,5$  МэВ; штрихпунктирная — СМНД  $^{239}\text{Pu}(n, F)$ , парциальные вклады нормированы при  $\varepsilon \sim 3-5$  МэВ к одинаковому числу делений

выше, чем в случае  $^{235}\text{U}(n, xnf)$  и  $^{239}\text{Pu}(n, F)$ . Это проявление корреляции угловой анизотропии вторичных нейтронов с вкладом эмиссионного деления ( $n, nf$ ) в наблюдаемое сечение деления и угловой анизотропией эмиссионных нейтронных спектров.

Зависимость энергии первого предделительного нейтрона от угла эмиссии в реакциях  $(n, nf)^1$  и  $(n, 2nf)^1$  позволяет предсказать зависимость отношения средних энергий СМНД для предельных случаев эмиссии предделительных нейтронов  $^{233}\text{U}(n, xnf)^{1,2,3}$  [4] «вперед» и «назад», которая может быть измерена [10]. Отношение средних энергий экспериментальных СМНД  $\langle E(\theta) \rangle / \langle E(\theta^1) \rangle$  [1] для спектров мгновенных нейтронов деления для  $^{233}\text{U}(n, F)$ , испущенных в переднюю,  $\Delta\theta \sim 35-40^\circ$ , и заднюю,  $\Delta\theta^1 = 130-140^\circ$ , полусферы, резко растет, начиная с энергии  $E_n \sim 11$  МэВ (рис. 5). Рост отношения сильнее, чем в случае измеренного отношения  $\langle E(\theta) \rangle / \langle E(\theta^1) \rangle$  для  $^{239}\text{Pu}(n, F)$ . Причиной тому являются главным образом предделительные нейтроны реакции  $(n, nf)^1$ . Для  $E_n > 16$  МэВ расчетные величины отношений  $\langle E(\theta \approx 30^\circ) \rangle / \langle E(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$  для  $^{233}\text{U}(n, F)$  в интервале  $\varepsilon \sim 0-20$  МэВ существенно выше расчетной оценки для диапазона  $\varepsilon \sim 1-12$  МэВ.

Данные [6] для реакции  $^{235}\text{U}(n, F)$  показаны на рис. 6 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. Отношение средних энергий экспериментальных СМНД

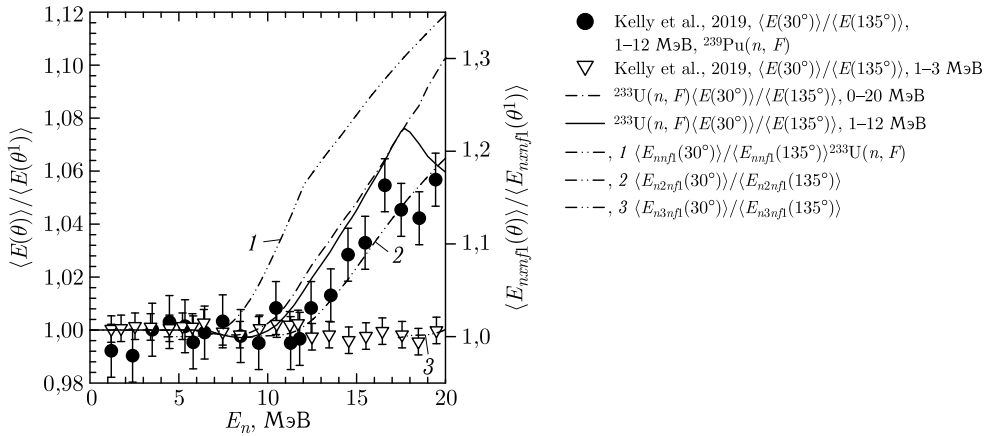


Рис. 5. Отношение средних энергий СМНД  $\langle E(\theta) \rangle / \langle E(\theta^1) \rangle$  для  $^{233}\text{U}(n, F)$  и  $^{239}\text{Pu}(n, F)$ : темные кружки —  $\langle E(\theta \approx 30^\circ) \rangle / \langle E(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$ , диапазон значений энергии  $\varepsilon \sim 1-12$  МэВ,  $^{239}\text{Pu}(n, F)$  [3]; светлые треугольники —  $\langle E(\theta \approx 30^\circ) \rangle / \langle E(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$ , диапазон значений энергии  $\varepsilon \sim 1-3$  МэВ,  $^{239}\text{Pu}(n, F)$  [3]; сплошная линия —  $\langle E(\theta \approx 30^\circ) \rangle / \langle E(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$ ,  $^{233}\text{U}(n, F)$ , диапазон значений энергии  $\varepsilon \sim 1-12$  МэВ; штрихпунктирная —  $\langle E(\theta \approx 30^\circ) \rangle / \langle E(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$ ,  $^{233}\text{U}(n, F)$ , диапазон значений энергии  $\varepsilon \sim 0-20$  МэВ; штрихпунктирные линии с двумя точками 1, 2, 3 —  $\langle E_{n, xn_f}(\theta \approx 30^\circ) \rangle / \langle E_{n, xn_f}(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$ ,  $x = 1, 2, 3$ ; штрихпунктирная линия —  $\langle E(\theta \approx 30^\circ) \rangle / \langle E(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$ ,  $^{239}\text{Pu}(n, F)$ , диапазон значений энергий  $\varepsilon \sim 1-12$  МэВ

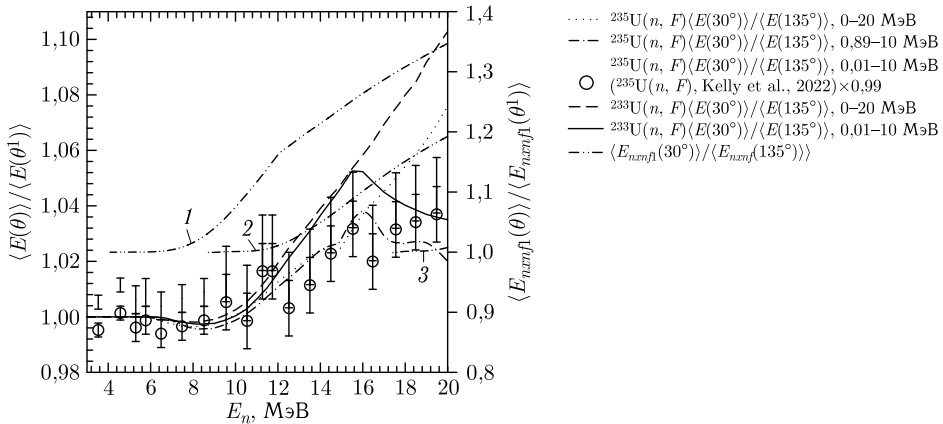


Рис. 6. Отношение средних энергий СМНД  $\langle E(\theta) \rangle / \langle E(\theta^1) \rangle$  для  $^{233}\text{U}(n, F)$  и  $^{235}\text{U}(n, F)$ : светлые кружки —  $\langle E(\theta \approx 30^\circ) \rangle / \langle E(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle \cdot 0,99$ ,  $^{235}\text{U}(n, F)$ , диапазон значений энергии  $\varepsilon \sim 1-10$  МэВ [6]; штриховая линия —  $\langle E(\theta \approx 30^\circ) \rangle / \langle E(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$ ,  $^{233}\text{U}(n, F)$ , диапазон значений энергии  $\varepsilon \sim 0-20$  МэВ; сплошная —  $\langle E(\theta \approx 30^\circ) \rangle / \langle E(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$ ,  $^{233}\text{U}(n, F)$ , диапазон значений энергии  $\varepsilon \sim 0,01-10$  МэВ; штрихпунктирные линии с двумя точками 1, 2, 3 —  $\langle E_{n, xn_f}(\theta \approx 30^\circ) \rangle / \langle E_{n, xn_f}(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$ ,  $x = 1, 2, 3$ ; пунктирная линия —  $\langle E(\theta \approx 30^\circ) \rangle / \langle E(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$ ,  $^{235}\text{U}(n, F)$ , диапазон значений энергии  $\varepsilon \sim 0-20$  МэВ; штрихпунктирная —  $\langle E(\theta \approx 30^\circ) \rangle / \langle E(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$ ,  $^{235}\text{U}(n, F)$ , диапазон значений энергии  $\varepsilon \sim 0,01-10$  МэВ

$\langle E(\theta) \rangle / \langle E(\theta^1) \rangle$  [1] для спектров мгновенных нейтронов деления для  $^{233}\text{U}(n, F)$ , испущенных в переднюю,  $\Delta\theta \sim 35\text{--}40^\circ$ , и заднюю,  $\Delta\theta^1 = 130\text{--}140^\circ$ , полусферы, растет, начиная с энергии  $E_n \sim 11$  МэВ (см. рис. 6) гораздо сильнее, чем в случае измеренного отношения  $\langle E(\theta) \rangle / \langle E(\theta^1) \rangle$  для  $^{235}\text{U}(n, F)$ . Для  $E_n > 16$  МэВ расчетные величины отношений  $\langle E(\theta \approx 30^\circ) \rangle / \langle E(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$   $^{233}\text{U}(n, F)$  для  $\varepsilon \sim 0\text{--}20$  МэВ также существенно выше расчетной оценки для  $^{235}\text{U}(n, F)$  в диапазоне  $\varepsilon \sim 1\text{--}12$  МэВ. Для эксклюзивных нейтронных спектров реакции  $^{233}\text{U}(n, nf)^1$  отношения средних энергий  $\frac{d^2\sigma_{nnf}^1(\varepsilon, E_n, \theta \approx 30^\circ)}{d\varepsilon d\theta}$  и  $\frac{d^2\sigma_{nnf}^1(\varepsilon, E_n, \theta \approx 135^\circ)}{d\varepsilon d\theta}$  намного выше по абсолютной величине, чем  $\langle E(\theta) \rangle / \langle E(\theta^1) \rangle$ , но повторяют форму отношения средних энергий экспериментальных СМНД  $\langle E(\theta \approx 30^\circ) \rangle / \langle E(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$  [4] (рис. 7).

Отношение средних энергий эксклюзивных нейтронных спектров реакции  $^{233}\text{U}(n, nf)^1$   $\frac{d^2\sigma_{nnf}^1(\varepsilon, E_n, \theta \approx 30^\circ)}{d\varepsilon d\theta}$  и  $\frac{d^2\sigma_{nnf}^1(\varepsilon, E_n, \theta \approx 135^\circ)}{d\varepsilon d\theta}$ ,  $\langle E_{n,xf}(\theta \approx 30^\circ) \rangle / \langle E_{n,xf}(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$ , намного выше по абсолютной величине (см. рис. 7), 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  $^{239}\text{Pu}(n, F)$  [3] и  $^{235}\text{U}(n, F)$  [6]. Угловая зависимость отношения средних энергий эксклюзивных нейтронных спектров реакции  $^{233}\text{U}(n, 2nf)^1$ ,  $\frac{d^2\sigma_{n2nf}^1(\varepsilon, E_n, \theta \approx 30^\circ)}{d\varepsilon d\theta}$  и  $\frac{d^2\sigma_{n2nf}^1(\varepsilon, E_n, \theta \approx 150^\circ)}{d\varepsilon d\theta}$ , намного слабее. В отношении средних энергий эксклюзивных нейтронных спектров реакции  $^{233}\text{U}(n, 3nf)^1$ ,  $\frac{d^2\sigma_{n3nf}^1(\varepsilon, E_n, \theta \approx 30^\circ)}{d\varepsilon d\theta}$  и  $\frac{d^2\sigma_{n3nf}^1(\varepsilon, E_n, \theta \approx 150^\circ)}{d\varepsilon d\theta}$ , угловой зависимости почти нет.

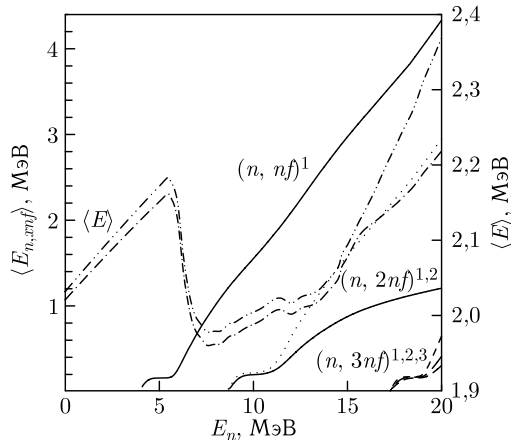


Рис. 7. Средняя энергия СМНД  $\langle E \rangle$  для реакции  $^{233}\text{U}(n, F)$ : штрихпунктирная линия с двумя точками — диапазон значений энергии  $\varepsilon \sim 0\text{--}20$  МэВ; штрихпунктирная — диапазон значений энергии  $\varepsilon \sim 0,1\text{--}10$  МэВ; сплошная, пунктирная и штриховые линии —  $\langle E_{n,xf}(\theta \approx 90^\circ) \rangle$ ,  $x = 1, 2, 3$  соответственно

Оценка  $\langle E \rangle$  для  $^{233}\text{U}(n, F)$  жестко коррелирует с формой СМНД. 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  $^{233}\text{U}(n, F)$  сравнивается с данными для диапазона значений энергии нейтронов  $\varepsilon \sim 0,01\text{--}10$  МэВ [6, 7] для  $^{235}\text{U}(n, F)$  на рис. 3. Величина  $\langle E \rangle$ , определенная для этого диапазона, походит на совокупность экспериментальных данных [6, 7]. Наибольшее изменение  $\langle E \rangle$  для эмиссии нейтронов  $(n, n f)$  «вперед» имеет место для  $E_n > 13$  МэВ. Для  $E_n > 13\text{--}15$  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  $^{233}\text{U}(n, F)$  вблизи порогов реакций  $^{233}\text{U}(n, n f)$  и  $^{233}\text{U}(n, 2n f)$  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 и наблюдаемыми [9] ТКЕ. Влияние эксклюзивных спектров нейтронов  $(n, n f)^1$  и  $(n, 2n f)^{1, 2}$  на  $\langle E \rangle$  для  $^{233}\text{U}(n, F)$  намного сильнее, чем для реакций  $^{235}\text{U}(n, F)$  и  $^{239}\text{Pu}(n, F)$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Отношение средних энергий СМНД  $\langle E \rangle$  для эмиссии предделительных нейтронов в переднюю и заднюю полусферы резко растет с ростом средних энергий предделительных нейтронов. Расчетное отношение  $\langle E(\theta \approx 30^\circ) \rangle / \langle E(\theta^1 \approx 135^\circ) \rangle$  для СМНД  $^{233}\text{U}(n, F)$  выше, чем в случае СМНД  $^{235}\text{U}(n, F)$  и  $^{239}\text{Pu}(n, F)$ , что вполне согласуется с более высоким относительным вкладом реакции  $^{233}\text{U}(n, n f)$  в наблюдаемое сечение деления  $^{233}\text{U}(n, F)$ . 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, причем сила этой корреляции зависит от делимости ядра-мишени и делимостей ядер, образующихся при последовательной эмиссии нейтронов. 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  $(n, xnf)$  для реакций  $^{233}\text{U}(n, F)$ ,  $^{235}\text{U}(n, F)$  и  $^{239}\text{Pu}(n, F)$  по-разному [22, 23]. Амплитуда вариаций  $\langle E \rangle$  СМНД для  $^{233}\text{U}(n, F)$  намного выше, чем в случае реакции  $^{239}\text{Pu}(n, F)$ . Установлена максимальная корреляция между формой спектра МНД при различных углах эмиссии  $(n, xnf)^1$  нейтронов относительно налетающих нейтронов и вкладами эмиссионного деления в наблюдаемое сечение деления для реакции  $^{233}\text{U}(n, F)$  по сравнению с реакциями  $^{239}\text{Pu}(n, F)$  и  $^{235}\text{U}(n, F)$ . Показано, что угловая анизотропия эксклюзивных спектров нейтронов реакций  $^{233}\text{U}(n, n f)^1$  и  $^{233}\text{U}(n, 2n f)^1$  существенно влияет на СМНД и их средние энергии. Это обстоятельство связано с различием вкладов эмиссионного деления в наблюдаемые сечения деления для реакций  $^{233}\text{U}(n, F)$ ,  $^{235}\text{U}(n, F)$  и  $^{239}\text{Pu}(n, F)$ . Отношение средних энергий СМНД  $\langle E \rangle$  для эмиссии предделительных нейтронов «вперед» и «назад» резко растет с ростом средних энергий предделительных нейтронов в реакциях  $^{233}\text{U}(n, F)$ , причем сильнее, чем в реакциях  $^{235}\text{U}(n, F)$  и  $^{239}\text{Pu}(n, F)$ , что может быть подтверждено измерениями, анонсированными в [10].

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Маслов В.М. Спектры мгновенных нейтронов деления в реакциях  $^{235}\text{U}(n, f)$  и  $^{239}\text{Pu}(n, f)$  // ЯФ. 2023. Т. 86, № 5. С. 562; <https://sciencejournals.ru/view-article/?j=yadfiz&y=2023&v=86&n=5&a=YadFiz2305031> Maslov.
2. 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; [http://www1.jinr.ru/Репан\\_letters/panl\\_2023\\_6/03\\_Maslov\\_r.pdf](http://www1.jinr.ru/Репан_letters/panl_2023_6/03_Maslov_r.pdf).
3. 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.
4. 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.
5. Marini P., Taieb J., Laurent B. et al. Prompt-Fission-Neutron Spectra in the  $^{239}\text{Pu}(n, f)$  Reaction // Ibid. V. 101. P. 044614.
6. 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.
7. Mauss B., Taieb J., Laurent B. et al. Prompt-Fission-Neutron Spectra in the  $^{235}\text{U}(n, f)$  Reaction. Nucl. Data Week. 2022. JEFDOC-2200; [https://oecd-nea.org/dbdata/nds\\_jefdoc/jefdoc-2200.pdf](https://oecd-nea.org/dbdata/nds_jefdoc/jefdoc-2200.pdf).
8. 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/Репан\\_letters/panl\\_2023\\_4/03\\_Maslov\\_r.pdf](http://www1.jinr.ru/Репан_letters/panl_2023_4/03_Maslov_r.pdf).
9. Higgins D., Greife U., Tovesson F. et al. Fission Fragment Mass Yields and Total Kinetic Energy Release in Neutron-Induced Fission of  $^{233}\text{U}$  from Thermal Energies to 40 MeV // Phys. Rev. C. 2020. V. 101. P. 014601.
10. Kelly K. J., Devlin M., O'Donnell J. M. et al. LANSCE CoGNAC and Chi-Nu Experimental Updates. Nuclear Data Week(s). 2023. CSEWG-USNDP-NDAG. LA-UR-23-33042. 2023; <https://indico.bnl.gov/event/18701/contributions/82692/>.
11. 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.
12. 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.
13. 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: Fund. Interactions & Neutrons, Nucl. Structure, Ultra-Cold Neutrons, Related Topics, Dubna, May 29 – June 2, 2023. P. 290.
14. Маслов В.М. Анизотропия спектров мгновенных нейтронов деления  $^{232}\text{Th}(n, F)$  и  $^{238}\text{U}(n, F)$  // Тез. докл. 73-й Междунар. конф. по ядерной физике «Ядро-2023: Фундаментальные вопросы и приложения», ВНИИЭФ, Саров, Россия, 2023. С. 119; <http://book.sarov.ru/product/nucleus-2023-73-conference-abstracts/>; <http://book.sarov.ru/wp-content/uploads/2023/11/Nucleus-2023-73-conference-abstracts.pdf>.
15. Maslov V. M., Porodzinskij Yu. V., Teterova 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.
16. Корнилов Н.В., Кагаленко А.Б., Hambsch F.-J. Расчет спектров мгновенных нейтронов деления на основе новой систематики экспериментальных данных // ЯФ. 1999. Т. 62. С. 209.

17. *Watt B. E.* Energy Spectrum of Neutrons from Thermal Fission of  $^{235}\text{U}$  // *Phys. Rev.* 1952. V. 87. P. 1037.
18. *Fraïsse B., Bélier G., Méot V. et al.* Complete Neutron-Multiplicity Distributions in Fast-Neutron-Induced Fission // *Phys. Rev. C.* 2023. V. 108. 014610.
19. *Uhl M., Strohmaier B.* IRK-76/01, IRK. Vienna, 1976.
20. *Maslov V. M.*  $^{237}\text{U}$  Neutron-Induced Fission Cross Section // *Phys. Rev. C.* 2005. V. 72. P. 044607.
21. *Maslov V. M.* Anisotropy in Pre-Fission Neutron Spectra of  $^{235}\text{U}(n, f)$  // Proc. of the 29th Intern. Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei (ISINN-29), Dubna, May 29 – June 2, 2023. P. 272–289; [http://isinn.jinr.ru/proceedings/isinn-29/pdf/Maslov\\_1r.pdf](http://isinn.jinr.ru/proceedings/isinn-29/pdf/Maslov_1r.pdf).
22. *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.
23. *Maslov V. M., Baba M., Hasegawa A., Kagalenko A. B., Kornilov N. V., Tetereva N. A.* Neutron Data Evaluation of  $^{233}\text{U}$ , INDC (BLR) 18. Vienna: IAEA, 2003; <https://www-nds.iaea.org/publications/indc/indc-blr-0018/>.

Получено 27 января 2024 г.