

2019 152975 ✓ *

13.02

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ И ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК БЕЛАРУСИ**

На правах рукописи

УДК 539.172.4

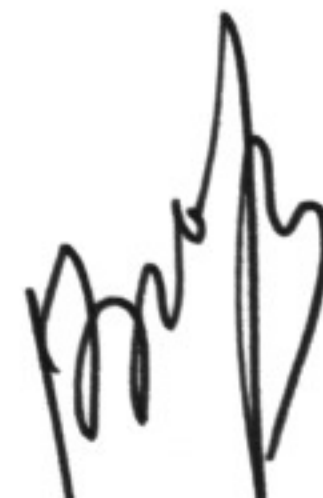
Маслов Владимир Михайлович

**СЕЧЕНИЯ ДЕЛЕНИЯ АКТИНИДОВ НЕЙТРОНАМИ
С ЭНЕРГИЕЙ 1 кэВ – 200 МэВ**

Специальность: 01.04.16 - физика атомного ядра и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Минск- 2005



**Работа выполнена в Объединенном институте энергетических и ядерных исследований
Национальной Академии Наук Беларуси**

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук, профессор

Гангрский Ю.П.

доктор физико-математических наук, профессор

Рубченя В.А.,

доктор физико-математических наук, профессор

Юминов О.А.

Ведущая организация: ГНЦ РФ Физико-энергетический институт г. Обнинск, Калужской области.

Защита состоится "10" 03 2006 г. в "15" часов на заседании диссертационного совета Д 720.001.06 при Лаборатории нейтронной физики им. И.М. Франка и Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н. Флерова Объединенного Института ядерных исследований, 141980, г. Дубна Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ

Автореферат разослан "27" 01 2006 г.

Ученый секретарь совета

кандидат физико-математических наук



А.Г. Попеко

2Ag 152 975

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность проблемы

Реакция деления тяжелых ядер уже более полувека является предметом интенсивных исследований. Деление тяжелых ядер имеет и существенное прикладное значение. Возможности экспериментальных исследований не в состоянии в полной мере удовлетворить потребности ядерной техники и технологии в ядерных данных для делящихся ядер. Вместе с тем расширение базы экспериментальных данных исследованных ядер как в отношении нуклонного состава делящихся ядер, так и диапазона энергий возбуждения и угловых моментов, позволяет совершенствовать методы теоретического анализа и предсказания сечений реакций деления, множественной эмиссии нейтронов, а также спектров и множественностей мгновенных нейтронов деления. Такие методы могут быть положены в основу создания библиотек оцененных ядерных данных для актинидов, которые требуются для перспективного планирования и развития ядерных технологий, например, U-Th топливного цикла (Th, Pa, U). Созданные на такой основе в 2000-2004 гг. файлы для ядер ^{232}Th , ^{232}U , ^{233}U , ^{234}U , ^{238}U , ^{231}Pa , ^{232}Pa , ^{233}Pa U-Th топливного цикла (<http://www-nds.iaea.org/Minsk> Actinide Library by Maslov et al.) показали несостоятельность во многих аспектах прежних библиотек нейтронных данных, доступных в МАГАТЭ. Для основных сырьевых изотопов ^{238}U и ^{232}Th – описание многих интегральных экспериментов было существенно улучшено за счет физически корректного описания дифференциальных нейтронных данных. Ранее такое описание интегральных экспериментов во многих случаях достигалось за счет некорректной и малообоснованной модификации представления дифференциальных нейтронных данных в файлах оцененных данных. Однако, до сих пор не все подобные противоречия в прикладных библиотеках устранены. К их числу относятся сечения деления и спектры мгновенных нейтронов деления делящихся и сырьевых изотопов, сечения неупругого рассеяния нейтронов для сырьевых изотопов (^{238}U , ^{232}Th), сечения реакций множественной эмиссии (^{235}U , ^{233}U , ^{239}Pu и др.) и радиационного захвата нейтронов (Th, U, Pu, Am, Cm) и др. Библиотеки оцененных ядерных данных для актинидов равно необходимы и для решения проблем утилизации отработанного ядерного горючего. До недавнего времени в существующих библиотеках оцененных ядерных данных для минорных актинидов (Np, Pu, Am, Cm) использовались файлы, созданные не менее чем 15 лет тому назад. Однако, для их создания были использованы упрощенные методы, которые не были должным образом проверены на примере основных актинидов.

Целью работы является теоретический анализ имеющейся экспериментальной информации как для основных, так и для минорных актинидов и разработка на этой основе теоретических методов предсказания сечений реакций деления под действием нуклонов для энергий налетающих частиц от 1 кэВ до 200 МэВ, а также спектров мгновенных нейтронов деления. Эти методы должны быть достаточно простыми в реализации, но в то же время включать в себя современные представления о механизме ядерных реакций. Согласованное описание спектров и множественностей мгновенных нейтронов деления, а также наблюдаемых сечений деления и множественной эмиссии нейтронов позволяет исследовать роль эмиссионного деления в области энергий нейтронов $E_n \leq 20$ МэВ. На этой основе могут быть надежно предсказаны не только спектры мгновенных нейтронов деления ядер, для которых измерено сечение деления нейтронами, но и сечения деления короткоживущих малоизученных ядер-мишеней, такие как ^{237}U , ^{231}Th , ^{229}Th . Наблюдаемые сечения деления ядер Th, U, Np и Pu, измеренные при энергиях налетающих нейтронов $E_n \leq 200$ МэВ позволяют исследовать применимость механизма конкуренции деления ядер и последовательного испарения нейтронов. Данные по сечениям деления нейтронами с энергией до 200-400 МэВ ядер ^{232}Th , ^{238}U , ^{233}U , ^{235}U , ^{237}Np , ^{239}Pu , ^{240}Pu , ^{242}Pu и ^{244}Pu предоставляют возможность исследовать адекватность статистической теории ядерных реакций при высоких энергиях налетающих нейтронов. Важным вопросом является

зависимость наблюдаемых сечений деления актинидов нейтронами от делимости ядра-мишени при $E_n \sim 100-200$ МэВ. Это очевидно в случае реакции $^{232}\text{Th}(n,f)$, но не столь очевидно в случае ядер-мишеней U, Np и Pu более высокой делимости, когда сечение деления асимптотически стремится к сечению поглощения нейтронов. Зависимость наблюдаемого сечения деления от типа налетающих частиц – нейтронов или протонов при $E_{n(p)} > 40$ МэВ может быть исследована на примере реакций $^{238}\text{U}(n,F)$ и $^{238}\text{U}(p,F)$.

Новизна работы

- интерпретированы надпороговые нерегулярности в сечениях деления под действием нейтронов четно-четных ядер-мишеней с $Z=92-96$;
- интерпретированы ступенчатые структуры в сечениях деления под действием нейтронов четно-нечетных и нечетно-нечетных ядер-мишеней с $Z=92-96$;
- показана необходимость учета квазичастичных эффектов в плотности уровней при низких энергиях возбуждения при анализе широкого круга экспериментальных данных - сечений эмиссионного деления, радиационного захвата, неупругого рассеяния нейтронов и $(n,2n)$;
- получены барьеры симметричного деления ^{238}U , ^{235}U , ^{237}Np нейтронами с $E_n \leq 5$ МэВ;
- получена систематика параметров плотности уровней и барьеров деления для описания сечений симметричного и асимметричного деления;
- исследован вклад симметричного деления в наблюдаемые сечения деления ядер ^{238}U , ^{235}U , ^{233}U , ^{237}Np , ^{232}Th под действием нейтронов ($E_n \leq 200$ МэВ) и ^{238}U под действием протонов ($E_p \leq 200$ МэВ);
- исследована энергетическая зависимость сечений эмиссионного и безэмиссионного деления в области энергий возбуждения до 200 МэВ для ядер Th, U, Np, Pu;
- выявлены различия вкладов безэмиссионного деления в полное сечение деления под действием нейтронов и протонов;
- исследован вклад предделительных нейтронов в наблюдаемые спектры мгновенных нейтронов деления (МНД) ядер ^{235}U , ^{238}U , ^{232}Th нейтронами с энергией до 20 МэВ;
- исследована корреляция спектров мгновенных нейтронов деления и их средних энергий с делимостью ядра-мишени и вкладом эмиссионного деления в наблюдаемое сечение деления для ядер U-Th цикла;
- предсказаны сечения деления нейтронами короткоживущих ядер ^{237}U , ^{231}Th , ^{229}Th ;
- получен оптический потенциал для описания взаимодействия нейтронов и протонов с энергией 1 кэВ – 200 МэВ с ядрами ^{238}U и ^{232}Th ;
- выполнена теоретическая оценка сечения неупругого рассеяния нейтронов с энергией от 44 кэВ до 20 МэВ на ядрах ^{238}U и ^{232}Th с учетом возбуждения коллективных вибрационных уровней;
- применение предложенных подходов позволило единым образом выполнить оценку нейтронных сечений под действием нейтронов с энергией 0.001 - 20 МэВ для ядер ^{238}Np ,

^{238}Pu , ^{242}Pu , ^{241}Am , $^{242\text{m}}\text{Am}$, $^{224\text{g}}\text{Am}$, ^{243}Am , ^{243}Cm , ^{245}Cm , ^{246}Cm , а в случае ядер ^{238}U , ^{232}Th , ^{232}U , ^{234}U , ^{233}U , ^{231}Pa , ^{233}Pa и спектров МНД.

Основные результаты диссертации

На защиту выносятся:

-метод учета квазичастичных эффектов в плотности уровней сильно- и равновесно-деформированных ядер при низких энергиях возбуждения;

-результаты исследований надпороговых нерегулярностей в сечениях деления четно-четных ядер-мишеней нейтронами;

-результаты исследований ступенчатых структур в сечениях деления N-нечетных ядер-мишеней нейтронами;

-метод согласованного анализа сечений реакций деления и (n,xn) и спектров МНД выше порога эмиссионного деления и до энергий возбуждения порядка 20 МэВ;

-результаты исследований влияния предделительных нейтронов на наблюдаемые спектры мгновенных нейтронов деления ядер ^{235}U , ^{238}U и ^{232}Th нейтронами с энергией до 20 МэВ;

-результаты исследований соотношения симметричного и асимметричного деления при делении ядер ^{233}U , ^{235}U , ^{238}U , ^{237}Np , ^{232}Th под действием нейтронов ($E_n \leq 200$ МэВ) и ^{238}U под действием протонов ($E_p \leq 200$ МэВ);

-результаты исследований сечений деления ядер ^{232}Th и ^{239}Pu , ^{240}Pu , ^{242}Pu и ^{244}Pu под действием нейтронов ($E_n \leq 200$ МэВ);

-сечения деления нейтронами короткоживущих ядер ^{237}U , ^{231}Th , ^{230}Th , ^{229}Th

-согласованная оценка сечений деления и неупругого рассеяния нейтронов на ядрах ^{238}U и ^{232}Th ;

-оптический потенциал для описания взаимодействия нейтронов и протонов с энергией 1 кэВ – 200 МэВ с ядрами ^{238}U и ^{232}Th ;

-библиотека оцененных нейтронных сечений под действием нейтронов с энергией 10^{-5} эВ - 20 МэВ для ядер ^{238}Np , ^{238}Pu , ^{242}Pu , ^{241}Am , $^{242\text{m}}\text{Am}$, $^{224\text{g}}\text{Am}$, ^{243}Am , ^{243}Cm , ^{245}Cm , ^{246}Cm для задач трансмутации;

- библиотека оцененных нейтронных сечений под действием нейтронов с энергией 10^{-5} эВ - 20 МэВ для ядер ^{238}U , ^{232}Th , ^{232}U , ^{234}U , ^{233}U , ^{231}Pa , ^{233}Pa для U-Th топливного цикла.

Апробация работы

Результаты, используемые в Работе были доложены автором на

- Международных конференциях "Nuclear Data for Science and Technology" (Ядерные данные для науки и техники): Юлих (Германия), 1991;
- Гаттлинбург (США), 1994; Триест (Италия), 1997; Цукуба (Япония), 2001; Санта Фе (США), 2004;
- Международной конференции по нейтронной физике Киев (СССР), 1987;

- Международной конференции "Деление ядер-50 лет", Ленинград (СССР), 1989;
- Международном семинаре по взаимодействию нейтронов с ядрами, Дубна (Россия), 1991, 1996, 1997, 1998, 1999, 2000, 2001, 2002, 2003, 2005;
- заседаниях Рабочего Совещания по Сотрудничеству в оценке ядерных данных Европейского агентства по атомной энергии (WPES NEA) Париж (Франция), 1995; Аргон (США), 1996; Кадараш (Франция), 1997; Сан-Диего (США), 2003;
- симпозиуме по оценке ядерных данных, Брукхэйвен (США), 1992;
- совещаниях в рамках исследовательской координационной программы эталонных параметров для расчетов ядерных данных (RIPL) МАГАТЭ: Вена (Австрия), 1995, 1998; Триест (Италия), 1997;
- совещаниях в рамках исследовательской координационной программы по выходам осколков деления МАГАТЭ: Вена (Австрия), 1997, 1999, 2001, 2002;
- симпозиуме по ядерным данным Комитета по ядерным данным Японии, Токай (Япония), 1994;.
- международном симпозиуме по гамма-лучам и структуре ядра Будапешт (Венгрия), 1996; Прага (Чехия), 2002;
- международной конференции по физике реакторов Мито (Япония), 1996;
- рабочем совещании по минорным актинидам, Токай (Япония), 1996;
- рабочем совещании по ядерным данным для высоких энергий, Токай (Япония), 1998;
- 56-м Совещании по ядерной спектроскопии и структуре ядра, Москва (Россия), 2002;
- 14, 15 и 16 Международных Совещаниях по физике деления, Обнинск (Россия), 1998, 2000, 2003;
- лекциях в Центре теоретической физики в Триесте (Италия) 2000;
- совещании в рамках исследовательской координационной программы по ядерным данным для U-Th топливного цикла МАГАТЭ: Вена (Австрия), 2003, 2004;
- международной конференции «Ядерная физика на пороге нового тысячелетия» Болонья (Италия), 2001;
- международном совещании «Ядерные данные для трансмутации», Дармштадт, GSI (Германия), 2003;
- семинарах, которые проводил автор в ЛЯР (ОИЯИ), 2003; ЛНФ (ОИЯИ), 2003; Лос-Аламосской Национальной Лаборатории (США, 2003), Институте Атомной Энергии (Япония), 1994, 1998, 2001; Институте Эталонных Материалов и Измерений (Бельгия), 1999, 2004; Циклотронном Институте, Техас (США) 1994;
- файлы оцененных данных для ^{238}U , ^{232}Th , ^{232}U , ^{234}U , ^{233}U , ^{231}Pa , ^{233}Pa , ^{238}Np , ^{238}Pu , ^{242}Pu , ^{241}Am , $^{242\text{m}}\text{Am}$, $^{242\text{g}}\text{Am}$, ^{243}Am , ^{243}Cm , ^{245}Cm размещены на Интернет сайте Международного Агентства по Атомной Энергии (Вена, Австрия): (<http://www-nds.iaea.org/Minsk> Actinide Library by Maslov et al.). Они используются для анализа интегральных критических экспериментов в различных ядерных центрах мира;
- В мае 2005 г. файлы ядерных данных, подготовленные Масловым и др. (^{232}Th , ^{234}U , $^{242\text{m}}\text{Am}$, $^{242\text{g}}\text{Am}$, ^{243}Am) были включены в новую версию библиотеки Европейского Агентства по Атомной Энергии (NEA) JEFF-3.1 (http://www.nea.fr/html/dbdata/projects/nds_jef.htm). Эта библиотека предназначена для расчета/оптимизации нового поколения ядерных реакторов «GENERATION IV».
- Файлы ядерных данных, подготовленные Масловым и соавторами ($^{242\text{m}}\text{Am}$, $^{242\text{g}}\text{Am}$, ^{243}Am , ^{243}Cm , ^{245}Cm , ^{246}Cm) были включены в новую версию японской библиотеки JENDL-3.3 (2003).
- Файлы ядерных данных, подготовленные Масловым и соавторами (^{243}Cm , ^{245}Cm , ^{246}Cm) были включены в американскую библиотеку ENDF/B-VI (2000).

Публикации

Основные результаты опубликованы в 101 статье и докладах /1-101/, в том числе 29 в реферируемых журналах: Ядерная Физика – 5, Атомная Энергия – 3, Известия РАН Сер. Физическая – 1, Nuclear Physics A – 7, EuroPhysics Journal A – 2, Physical Review – 2, Physics Letters B – 1, Nuclear Science and Engineering – 2, Journal Annals of Nuclear Energy – 4, Zeit. Phys. A, Hadrons – 1, Вопросы атомной науки и техники – 1.

Структура и объем

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и списка цитируемой литературы. Диссертация написана на 179 страницах, содержит 152 рисунка, 7 таблиц и список литературы из 278 наименований на 15 страницах.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

ВВЕДЕНИЕ

Во введении определена актуальность исследований, сформулирована цель работы. Приведены основные результаты и положения, выносимые на защиту.

Глава 1

СЕЧЕНИЕ ДЕЛЕНИЯ В ОБЛАСТИ ПЕРВОГО ПЛАТО

Первая глава посвящена применению статистической модели ядерных реакции для анализа сечений деления нейтронами ядер-актинидов с $Z \geq 90$ [1, 2, 3]. Плотность уровней делящегося ядра и параметры барьера деления являются основными ингредиентами статистической теории реакций деления ядер актинидов нейтронами. Важным моментом является взаимозависимость барьеров деления и параметров плотности уровней. Она определяется зависимостью поверхностей потенциальной энергии ядер при седловых деформациях и вкладом коллективных мод в плотность уровней от симметрии седловых конфигураций.

Парные корреляции очень важны для описания различных свойств низколежащих состояний ядер, таких как моменты инерции, спектры низколежащих состояний и т.д.. Нерегулярности в сечениях деления в МэВ-ной области энергий налетающих нейтронов могут быть связаны с возбуждением n -квазичастичных состояний в делящемся и остаточном ядрах. Малоквазичастичные ($n=1,2,3,4$) эффекты, обусловленные парными корреляциями, существенны для описания плотности внутренних состояний при низких энергиях возбуждения. Наблюдаемые в нейтронных сечениях деления нерегулярности могут быть связаны с возбуждением малоквазичастичных состояний в делящемся и остаточном ядрах. Предложен способ моделирования плотности внутренних состояний при равновесных и седловых деформациях. Показано, что проявление малоквазичастичных нерегулярностей в наблюдаемых сечениях деления зависит от структуры барьера деления и внутренней энергии возбуждения делящегося ядра ($B_n + E_n - E_{fA(B)}$), соответствующей более высокому горбу барьера деления $E_{fA(B)}$ [4, 5, 6, 7]. Парциальные плотности n -квазичастичных состояний, которые определяют плотность внутренних квазичастичных состояний, могут быть представлены с помощью модели Бозе-газа. Ступенчатую структуру плотности уровней при низких энергиях возбуждения можно воспроизвести с помощью модели Бозе-газа для

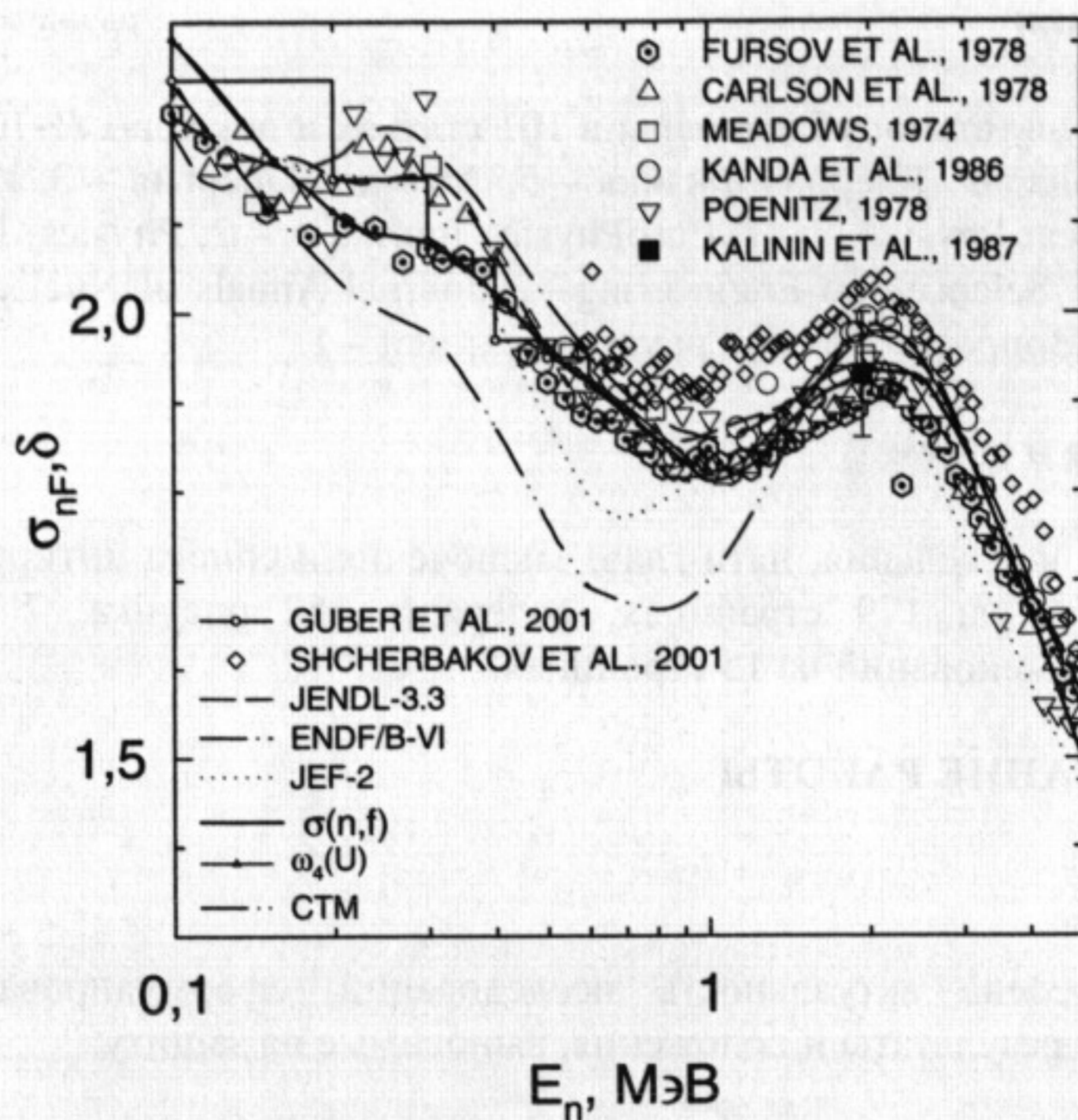


Рис. 1. Сечение деления $^{233}\text{U}(n,f)$. Кривая $\sigma(n,f)$ соответствует учету малоквазичастичных возбуждений для делящегося (^{234}U) и остаточного (^{233}U) ядер; кривая CTM соответствует модели постоянной температуры; кривая ω_4 – увеличенной плотности четырехквазичастичных состояний делящегося ядра ^{234}U .

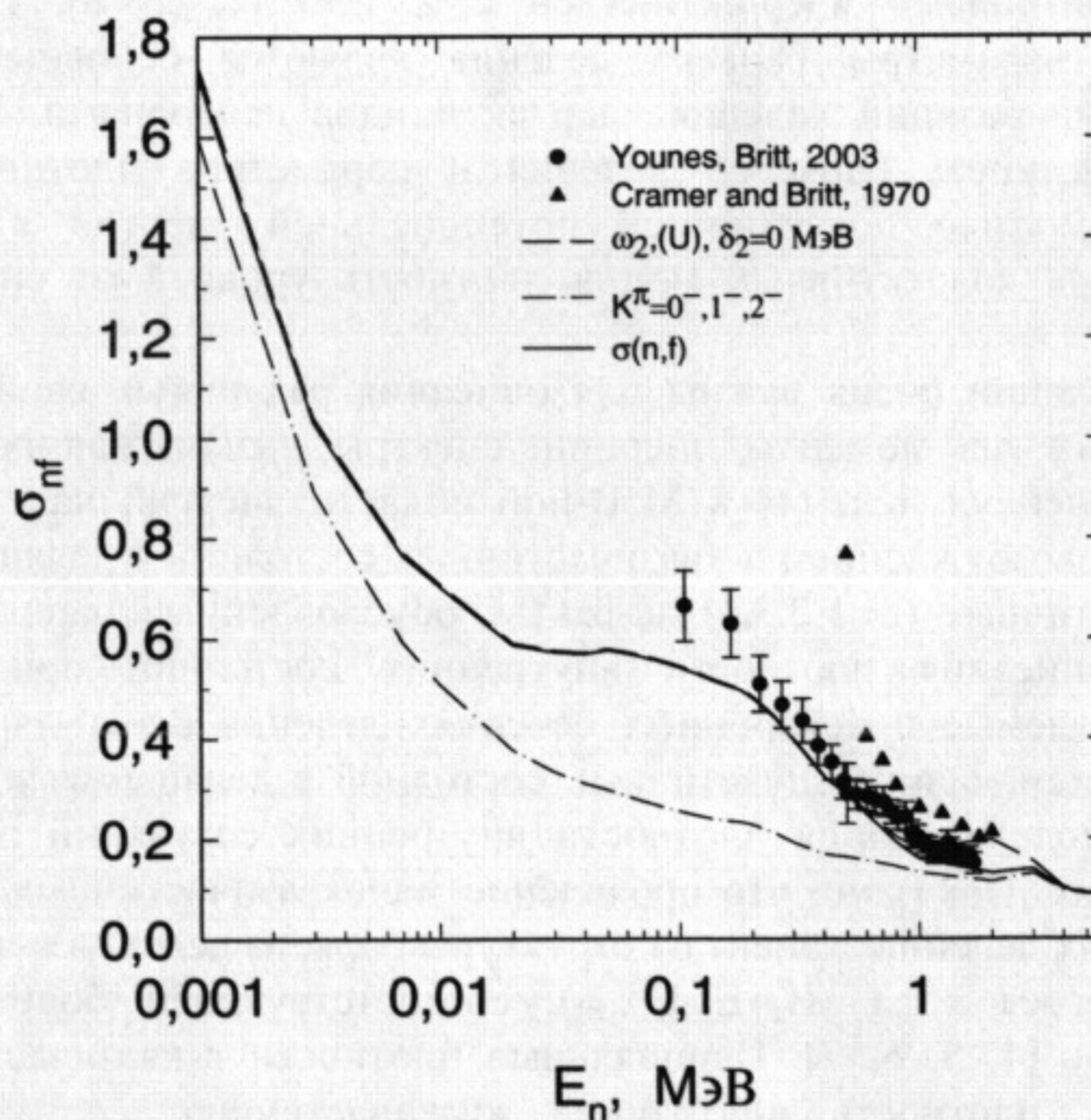


Рис. 2. Сечение деления $^{231}\text{Th}(n,f)$; сплошная и штрих-пунктирная кривые демонстрируют чувствительность сечения деления положению октупольных полос для масс-асимметричных деформаций внешней седловой точки в делящемся ядре ^{232}Th ; кривая ω_2 – к плотности четырехквазичастичных состояний делящегося ^{232}Th .

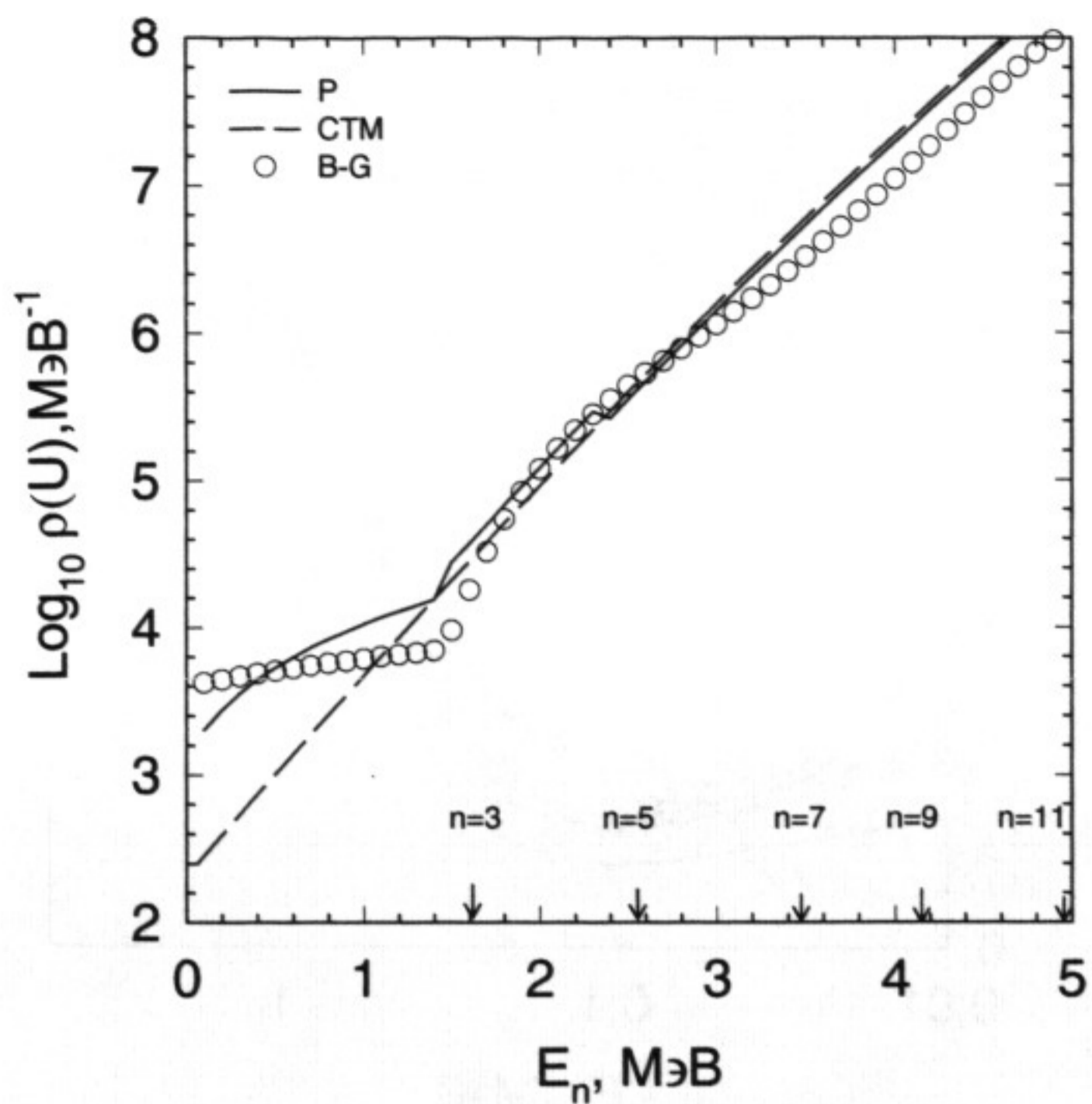


Рис. 3 Плотность уровней ^{239}Pu для деформаций внутренней седловой точки, P- расчет данной работы, CTM – модель постоянной температуры, BG- модель больцмановского газа.

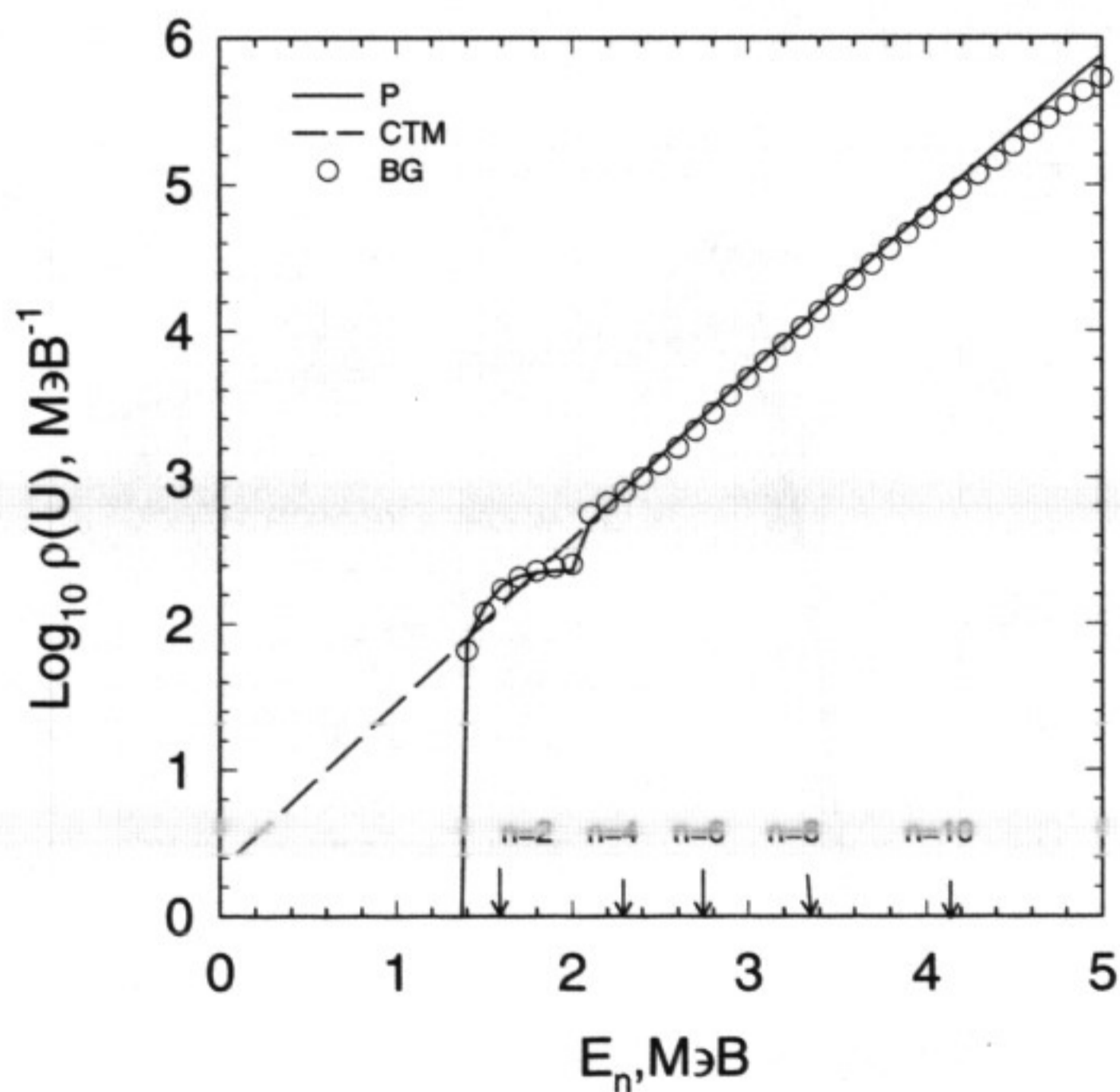


Рис. 4. Плотность уровней ^{238}Pu для деформаций основного состояния. P-расчет, CTM – модель постоянной температуры, BG- модель больцмановского газа.

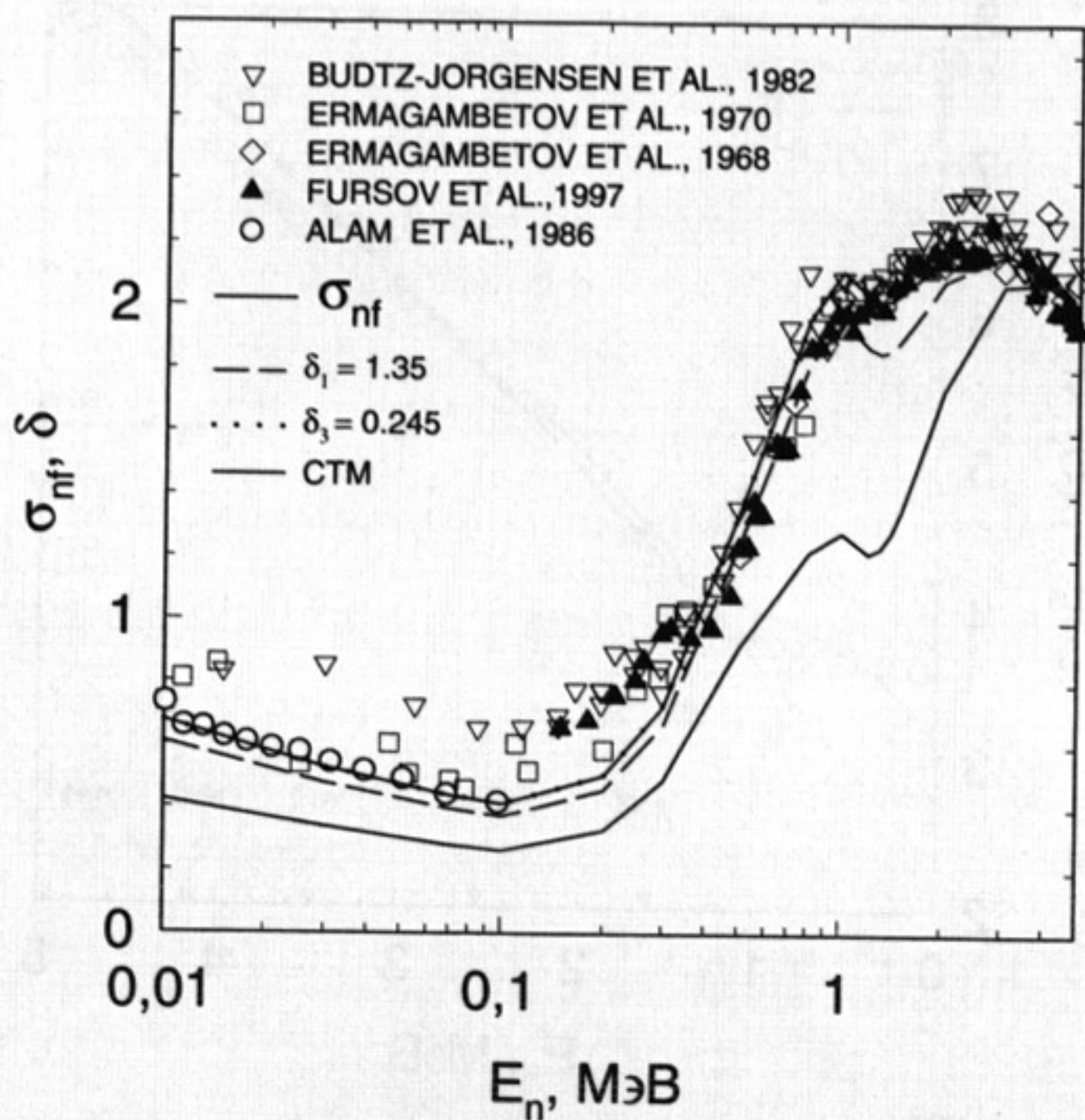


Рис. 5. Сечение деления $^{238}\text{Pu}(n,f)$; δ_1 - и δ_3 -кривые демонстрируют зависимость σ_{nf} от плотности одно- и трехквартичных состояний ^{239}Pu для седловых деформаций; CTM-модель постоянной температуры.

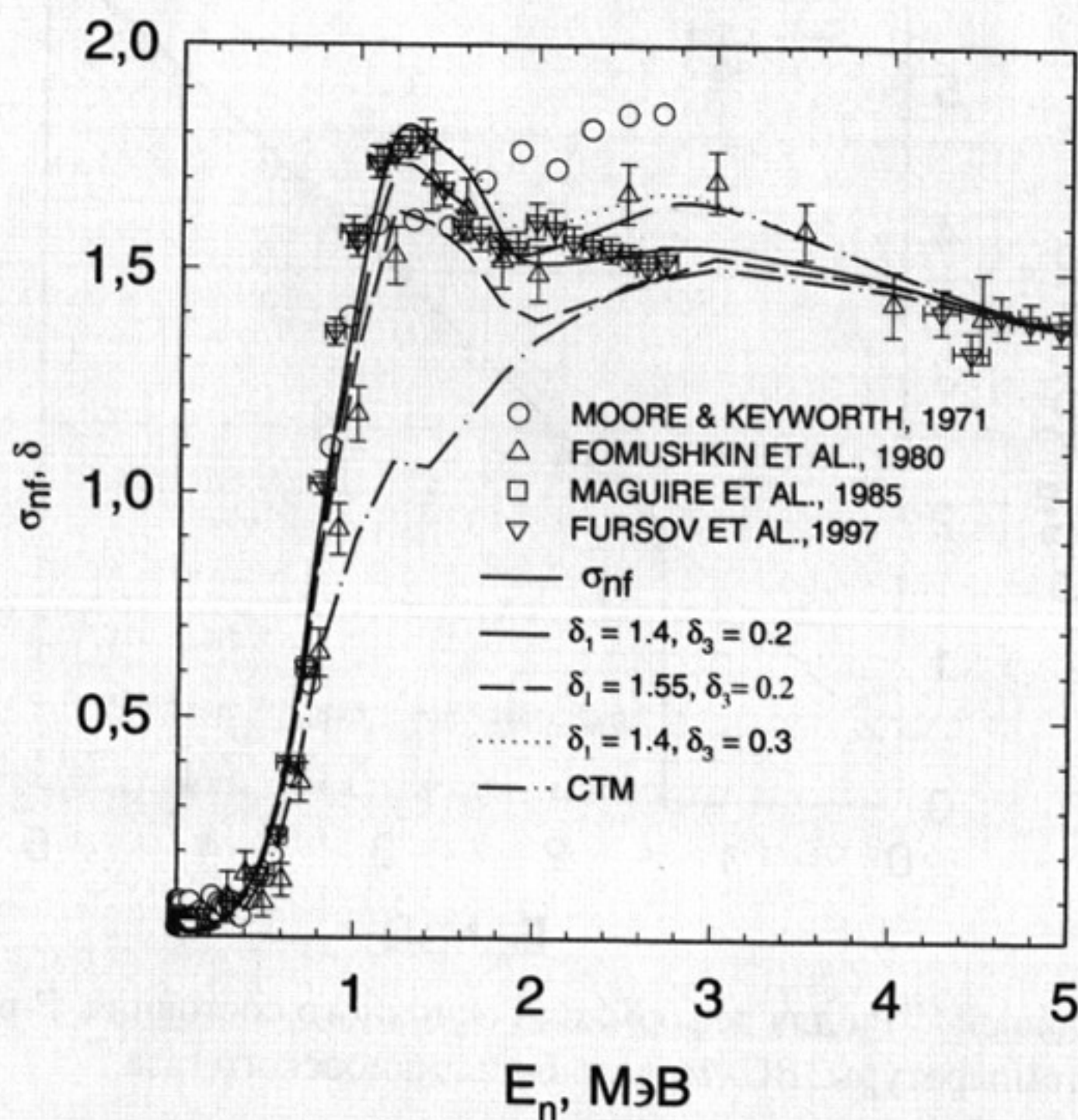


Рис. 6. Сечение деления $^{246}\text{Cm}(n,f)$; δ_1 - и δ_3 -кривые демонстрируют зависимость σ_{nf} от плотности одно- и трехквартичных состояний ^{247}Cm для седловых деформаций; CTM-модель постоянной температуры.

расчета плотности внутренних возбуждений, а также эмпирических параметров модели постоянной температуры. Значения этих параметров определены путем описания наблюдаемых особенностей в сечениях деления ядер под действием нейтронов.

Спаривание ослабляется при возбуждении состояний с большим числом квазичастиц n , в случае актинидов только возбуждение состояний с минимальным числом квазичастиц ($n=2$ для четно-четных ядер и $n=1$ для нечетных ядер) приводит к появлению структуры в плотности уровней. Вклад в полную плотность уровней коллективных и квазичастичных состояний в адиабатическом приближении факторизуется. Вклад коллективных состояний в плотность уровней ядра при седловых деформациях определяется симметрией деформаций. В модели двугорбого барьера деления симметрия седловых деформаций определяется оболочечной структурой спектра одноквазичастичных возбуждений. Мы примем асимметрии седловых конфигураций согласно расчетам Ховарда-Меллера по методу оболочечной поправки. Асимметрии седловых конфигураций зависят от числа нуклонов (Z,N) в делящемся ядре.

В случае Z -четных, N -нечетных делящихся мишеней ступенчатые нерегулярности в сечении деления обусловлены возбуждением двухквазичастичных состояний в четно-четном делящемся ядре и одноквазичастичных состояний в остаточном четно-нечетном ядре [8, 9, 10]. Наиболее красноречиво этот эффект проявляется в случае реакций $^{235}\text{U}(n,f)$ и $^{233}\text{U}(n,f)$ (Рис. 1). Двухквазичастичные состояния в делящемся ядре ^{234}U при деформациях внешней седловой точки ($E_{fA} < E_{fB}$) возбуждаются при энергиях налетающих нейтронов $E_n > 0.1$ МэВ. Они объясняют ступенчатую структуру в сечении реакции $^{233}\text{U}(n,f)$ при энергии нейтронов выше 0.1 МэВ. В сечении реакции $^{235}\text{U}(n,f)$ порог возбуждения двух-квазичастичных состояний при деформациях внешнего горба $E_2 = U_2 + E_{fB} - B_n$ соответствует энергии налетающих нейтронов $E_n > 0.8$ МэВ, здесь также наблюдается ступенчатая структура. Внутренний горб барьера деления ядер U с $A \leq 236$ аксиально-симметричен и аксиально-асимметричен при $A > 236$. При энергиях налетающих нейтронов $E_n < E_2$ сечение деления определяется коллективными уровнями, лежащими в щели спаривания [11]. Структура таких уровней также определяется симметрией седловых конфигураций. Для аксиально- и масс-симметричных равновесно-деформированных состояний актинидов, кроме ротационной полосы основного состояния $K^\pi = 0^+$, идентифицируются уровни октупольной полосы ($K^\pi = 0^-$), β -колебательной полосы ($K^\pi = 0^+$), γ -колебательной полосы ($K^\pi = 0^+$) и $K^\pi = 2^+$ полосы. Массовая (зеркальная) асимметрия в области внешнего горба приводит к понижению положения уровней октупольной полосы $K^\pi = 0^-$. Нарушение аксиальной симметрии в области деформаций внутреннего горба приводит к понижению уровней аномальной ротационной полосы $K^\pi = 2^+$. При делении нейтронами ядер-мишеней таких как ^{233}U и ^{231}Th , когда сечение деления определяется внешним, более высоким внешним горбом, уровни октупольной полосы $K^\pi = 0^-$, возбуждаемые p -нейтронами, имеют определяющее значение для описания сечения деления в кэВ-ной области энергий нейтронов (Рис. 2). Это обусловлено и положительной четностью основных состояний ^{233}U и ^{231}Th . Влияние понижения уровней аномальной ротационной полосы $K^\pi = 2^+$ на сечение деления проявляется в случае ядер с более высоким внутренним горбом, например в реакции $^{237}\text{U}(n,f)$, но гораздо слабее.

В случае сечений деления Z -четных, N -нечетных ядер-мишеней нейтронами наблюдаются ступенчатые (U, Pu) и квазирезонансные (Sm) структуры. Мы полагаем, что они связаны с возбуждением одноквазичастичных состояний в нечетных делящихся ядрах (Рис. 3) и двухквазичастичных состояний в четно-четных (Рис. 4) остаточных ядрах. В сечении деления ^{238}Pu ступенчатая структура наблюдается при энергии налетающих нейтронов выше ~ 1 МэВ (Рис. 5) [12]. Энергия налетающих нейтронов $E_3 = U_3 + E_{fA} - B_n \sim 1.45$ МэВ соответствует возбуждению трехквазичастичных состояний в делящемся ядре ^{239}Pu . В случае сечений деления других четных изотопов Pu величина энергии порога E_3 возрастает и равна ~ 1.6 МэВ, ~ 1.7 МэВ и ~ 1.83 МэВ для реакций $^{240}\text{Pu}(n,f)$, $^{242}\text{Pu}(n,f)$, $^{244}\text{Pu}(n,f)$,

соответственно. При более низких энергиях налетающих нейтронов сечение деления определяется плотностью одноквазичастичных состояний в делящемся ядре. Таким же образом можно воспроизвести и квазирезонансные структуры в случае сечений деления изотопов Cm (Рис. 6) [13] и U [14, 15, 16].

В случае сечения деления Z-нечетной, N-нечетной мишени ^{242m}Am ступенчатая структура в сечении деления при энергии нейтронов ниже ~ 1 МэВ обусловлена исключительно плотностью уровней Z-нечетного, N-четного делящегося ядра, поскольку в нечетно-нечетном остаточном ядре ^{242}Am ступенчатая структура отсутствует.

Возбуждение двухквазичастичных состояний в N-четных остаточных ядрах проявляется и в реакциях (n,2n) на N-нечетных ядрах-мишенях, например ^{239}Pu [17,18,19] и ^{235}U [20]. Возбуждение одноквазичастичных состояний в нечетных ядрах проявляется в реакциях радиационного захвата нейтронов (n, γ) на N-четных ядрах-мишенях [21, 22], например ^{232}Th [23], существенно сказываясь на энергетической зависимости радиационных силовых функций. Систематика параметров плотности уровней актинидов с Z=90-98 при низких энергиях возбуждения и вблизи энергии связи нейтрона изложена в [24, 25]

Глава 2

СЕЧЕНИЯ ДЕЛЕНИЯ, (N,XN) РЕАКЦИЙ И СПЕКТРЫ МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ НЕЙТРОНОВ ДО 20 МЭВ

Вторая глава посвящена совместному анализу сечений деления, (n,xn) реакций, множественностей и спектров мгновенных нейтронов деления в области энергий нейтронов до 20 МэВ. Определяющим моментом здесь является оценка вкладов эмиссионного и безэмиссионного деления в наблюдаемое сечение деления [26, 27, 28, 29]. Данные по сечениям нейтронных реакций для ядер ^{235}U , ^{238}U и ^{232}Th , для которых измерены сечения реакций деления, а также (n,2n) и (n,3n), предоставляют уникальную возможность извлечь ненаблюдаемую энергетическую зависимость безэмиссионного сечения деления, а также определить вклады эмиссионного деления (n,nf) и (n,2nf) в наблюдаемое сечение деления ^{232}Th [11], ^{235}U [20], ^{238}U [30] и ^{239}Pu [19].

В случае четно-четных ядер-мишеней ^{238}U и ^{232}Th удастся достичь согласованного описания измеренных данных по сечениям деления (Рис. 7, 8), неупругого рассеяния нейтронов, радиационного захвата, полному сечению взаимодействия и дифференциальным сечениям упругого и неупругого рассеяния нейтронов [31, 32, 33, 34, 35, 36, 37, 38]. Длительное время в библиотеках оцененных ядерных данных сечения реакций взаимодействия быстрых нейтронов с ядрами ^{238}U и ^{232}Th являлись результатом произвольной нормировки рассчитанных сечений к измеренным. Ввиду того, что нормировка к сечениям деления, неупругого рассеяния и радиационного захвата производилась независимо, возможность согласованного описания сечений взаимодействия нейтронов с ядрами-мишенями ^{238}U и ^{232}Th до недавнего времени оставалась неисследованной. Вместе с тем, ситуация еще более осложнялась наличием систематических расхождений в данных измерений неупругого рассеяния, как интегрального, так с возбуждением дискретных уровней, а также в сечении радиационного захвата. Подобная ситуация имела место и в случае ядра-мишени ^{235}U [39, 40].

Выше порога реакции (n,nf) вклады в наблюдаемое сечение деления безэмиссионного (n,f) и эмиссионного деления (n,nf), (n,2nf) и (n,3nf) крайне важны для анализа спектров и множественностей мгновенных нейтронов деления актинидов под действием нейтронов. В спектрах мгновенных нейтронов деления (МНД) актинидов можно выделить несколько источников нейтронов. Прежде всего это предравновесные нейтроны, испускаемые до достижения ядром равновесного состояния. Далее, председловые нейтроны могут быть испущены, прежде чем делящееся ядро достигнет седловой точки. Энергия возбуждения

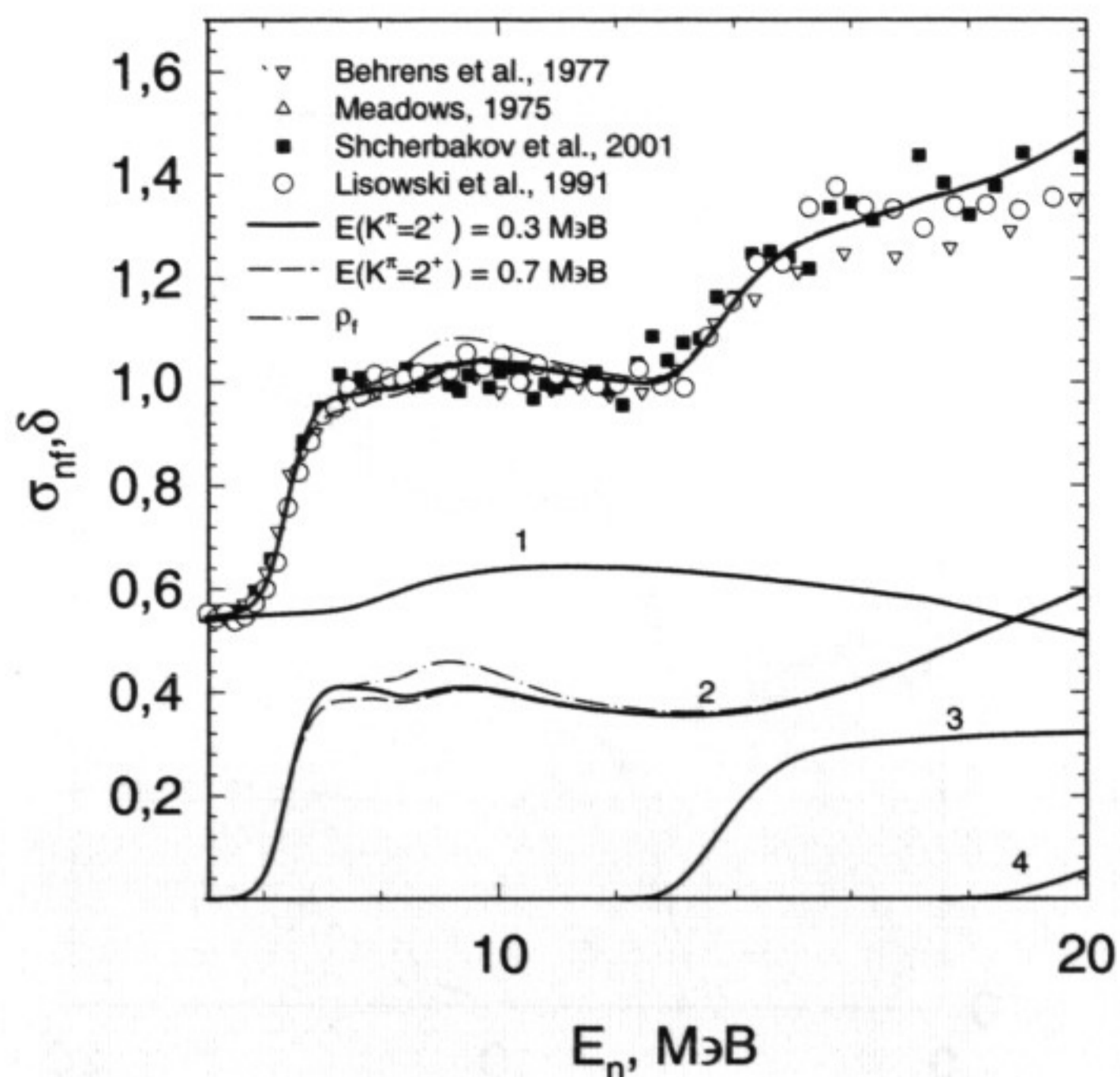


Рис. 7. Сечение деления $^{238}\text{U}(n,F)$; кривые демонстрируют зависимость σ_{nF} от плотности двухквазичастичных состояний ^{238}U (ρ_f) и положения аномальной ротационной полосы $K^\pi=2^+$ при седловых деформациях ^{238}U . 1-, 2-, 3- и 4- сечения (n,f) , (n,nf) , $(n,2nf)$ и $(n,3nf)$.

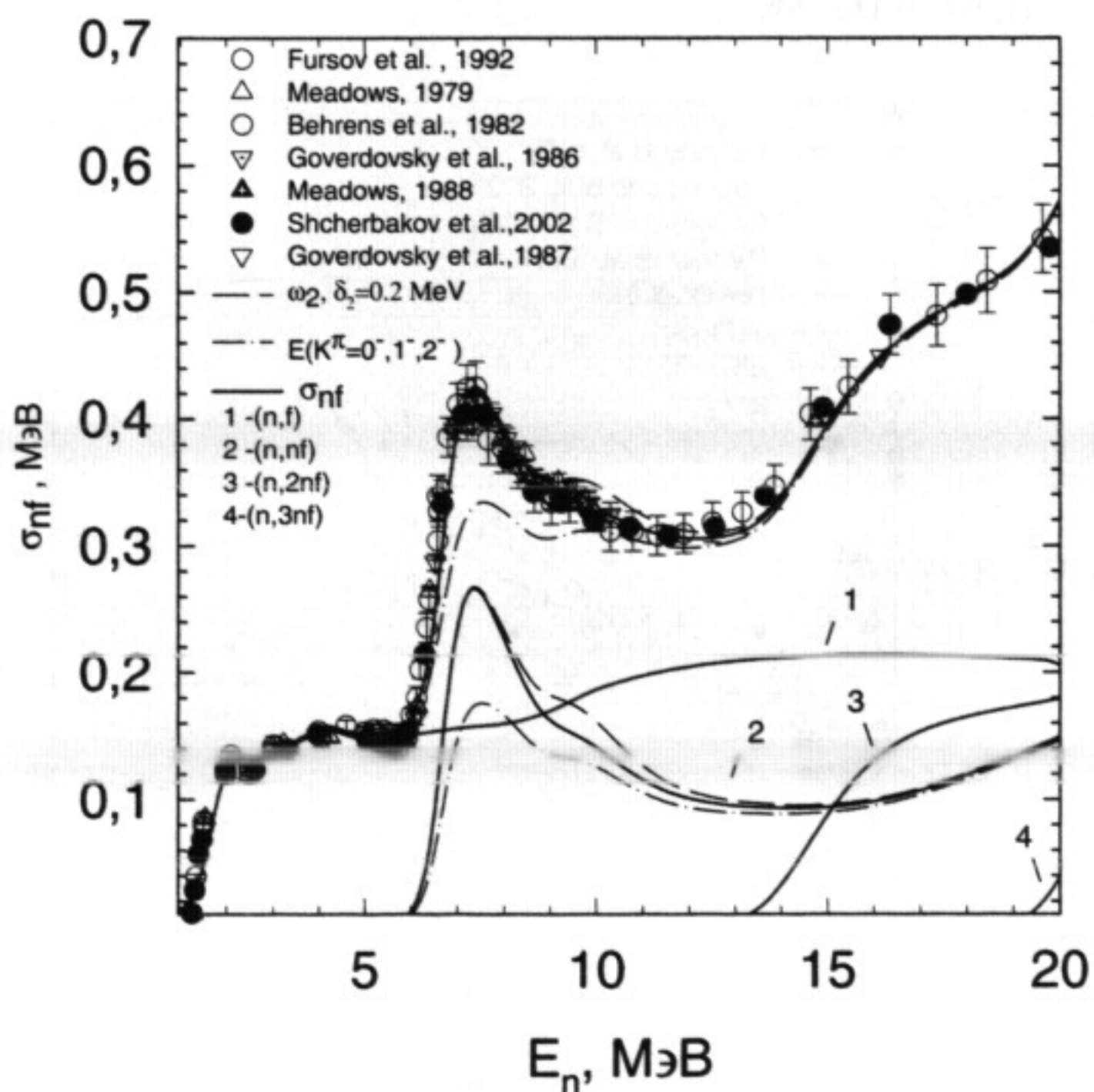


Рис. 8. Сечение деления $^{232}\text{Th}(n,F)$; кривые ω_2 и $E(K^\pi=0^-, 1^-, 2^-)$ демонстрируют зависимость σ_{nF} от плотности двухквазичастичных состояний ^{232}Th ω_2 и положения оккупольных полос $K^\pi=0^-, 1^-, 2^-$ в ^{232}Th при седловых деформациях; 1-, 2-, 3- и 4- сечения реакций (n,f) , (n,nf) , $(n,2nf)$ и $(n,4nf)$.

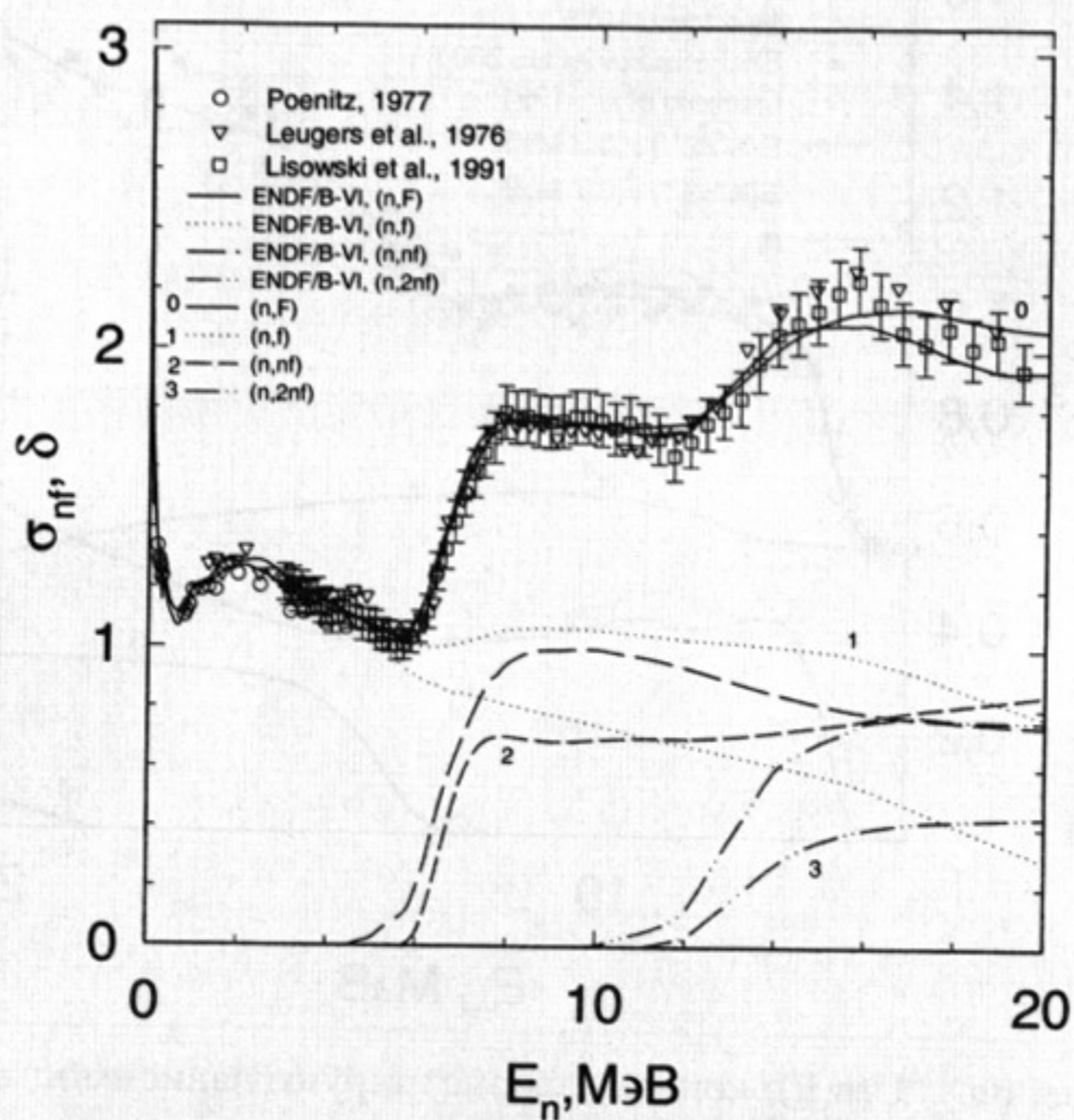


Рис. 9. Сравнение сечения деления $^{235}\text{U}(n,F)$ и вкладов эмиссионного и безэмиссионного деления данной работы и оценки американской библиотеки ENDF/B-VI; кривые 1-, 2-, 3- сечения реакций (n,f), (n,nf) и (n,2nf).

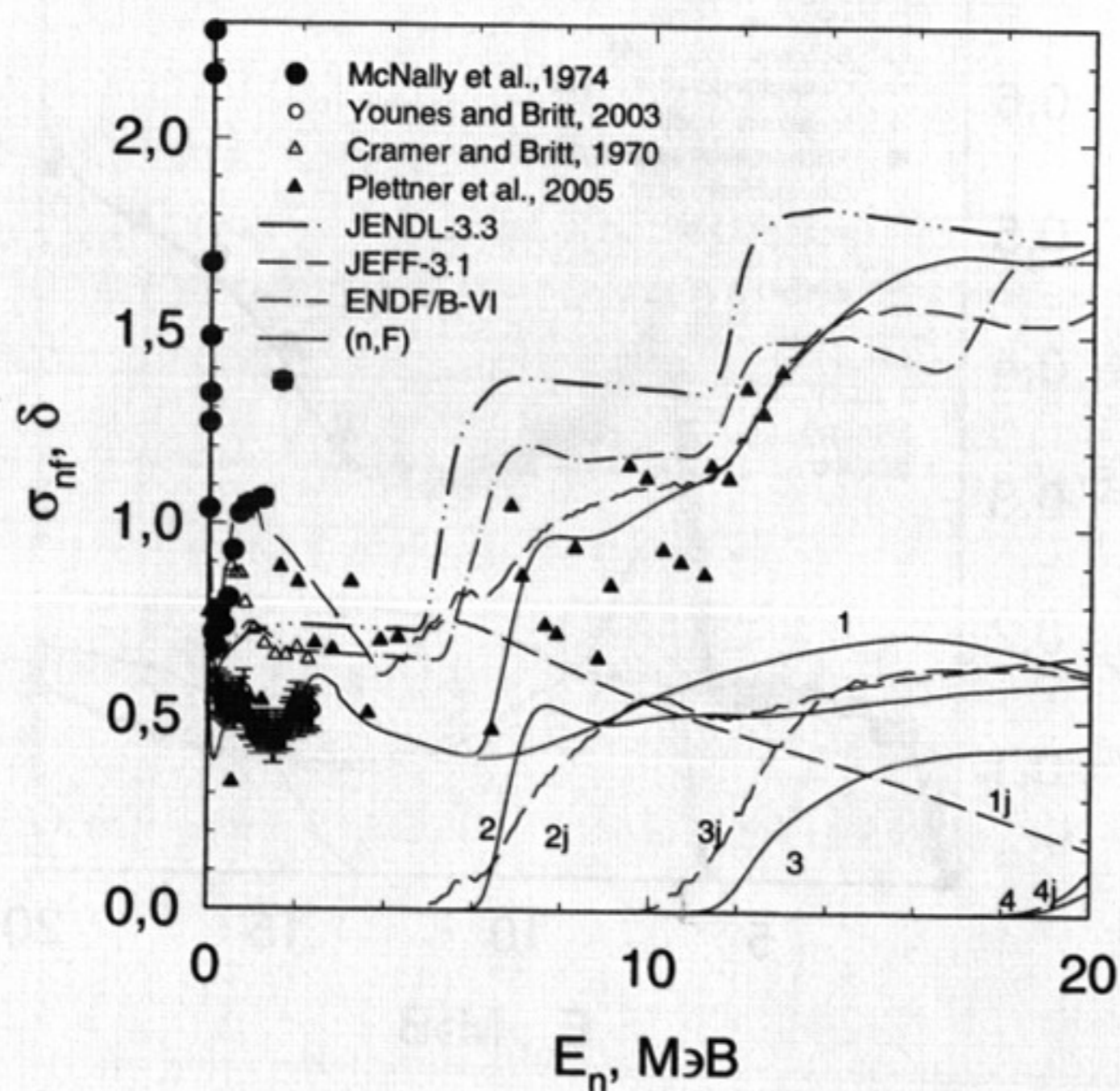


Рис. 10. Сечение деления $^{237}\text{U}(n,F)$; кривые демонстрируют сравнение оценок наблюдаемого сечения деления и шансов эмиссионного деления (JEFF-3.1 (1j, 2j, 3j, 4j) и данной работы).

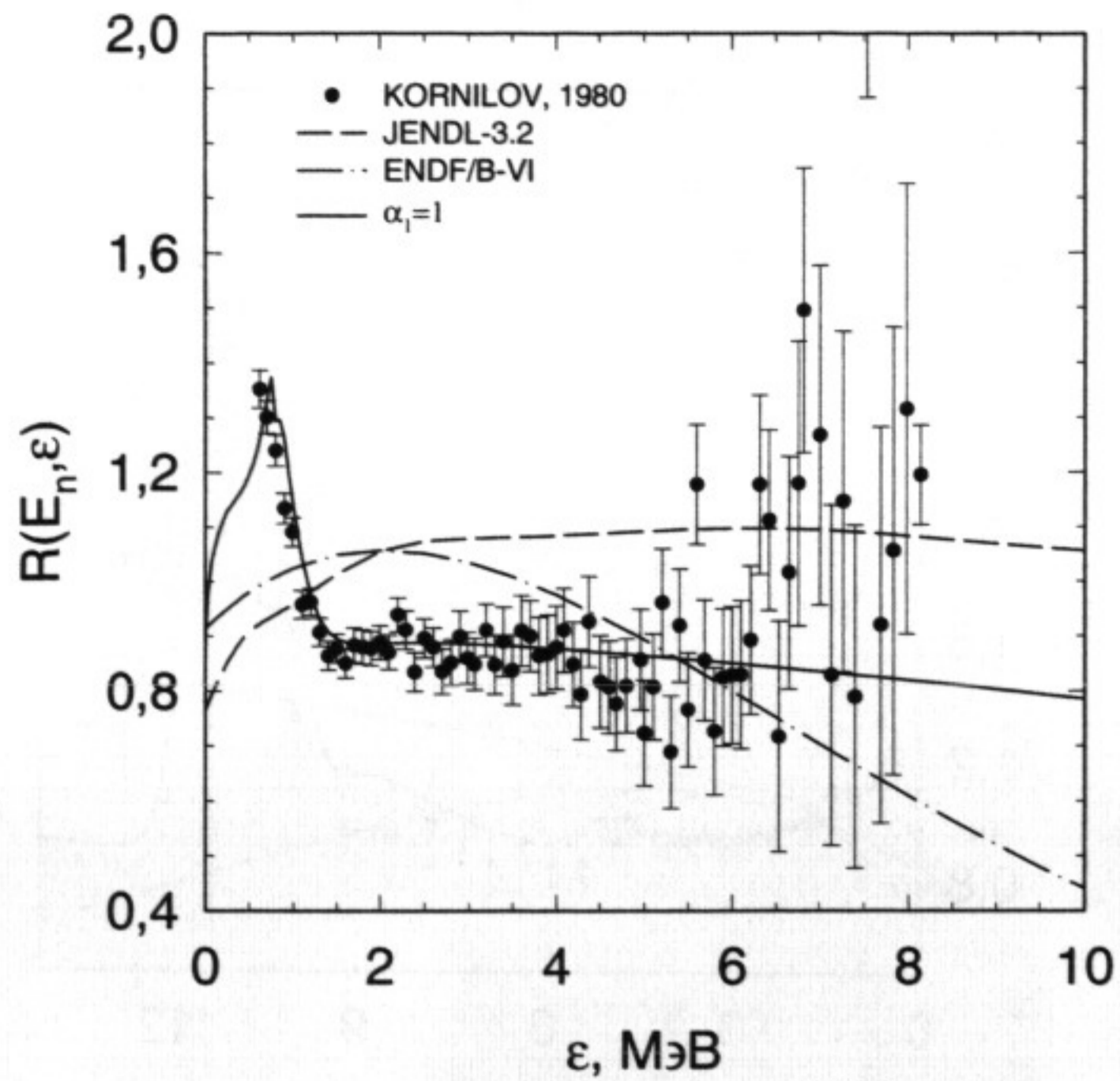


Рис. 11. Спектр мгновенных нейтронов деления $^{238}\text{U}(n,F)$ для $E_n=7$ МэВ.

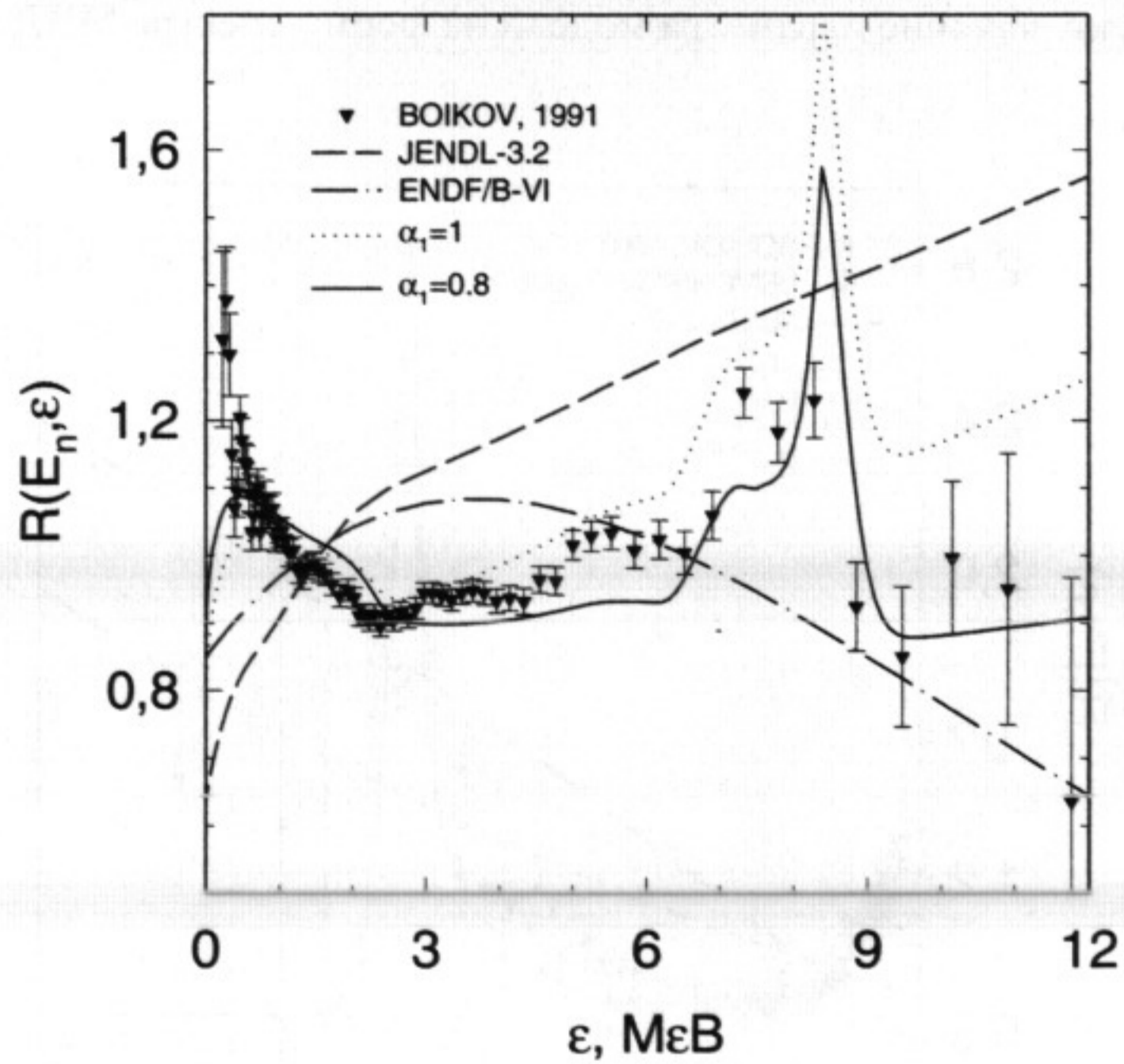


Рис. 12. Спектр мгновенных нейтронов деления $^{238}\text{U}(n,F)$ для $E_n=14.7$ МэВ; кривые $\alpha_1=1$ и $\alpha_1=0.8$ демонстрируют влияние параметра модели на форму спектра МНД.

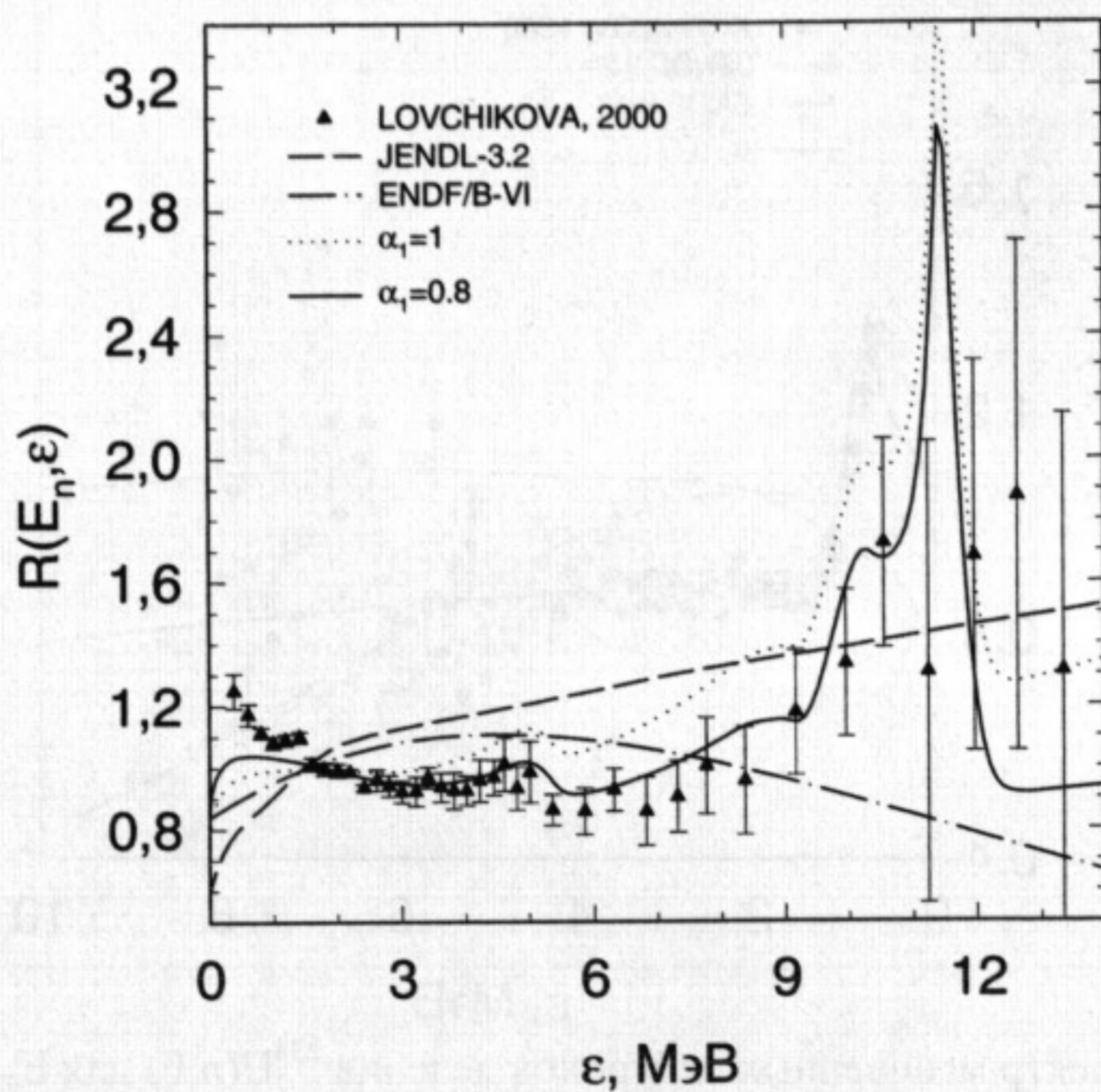


Рис. 13. Спектр мгновенных нейтронов деления $^{238}\text{U}(n,F)$ для $E_n=17.7$ МэВ; кривые $\alpha_1=1$ и $\alpha_1=0.8$ демонстрируют влияние параметра модели на форму спектра МНД.

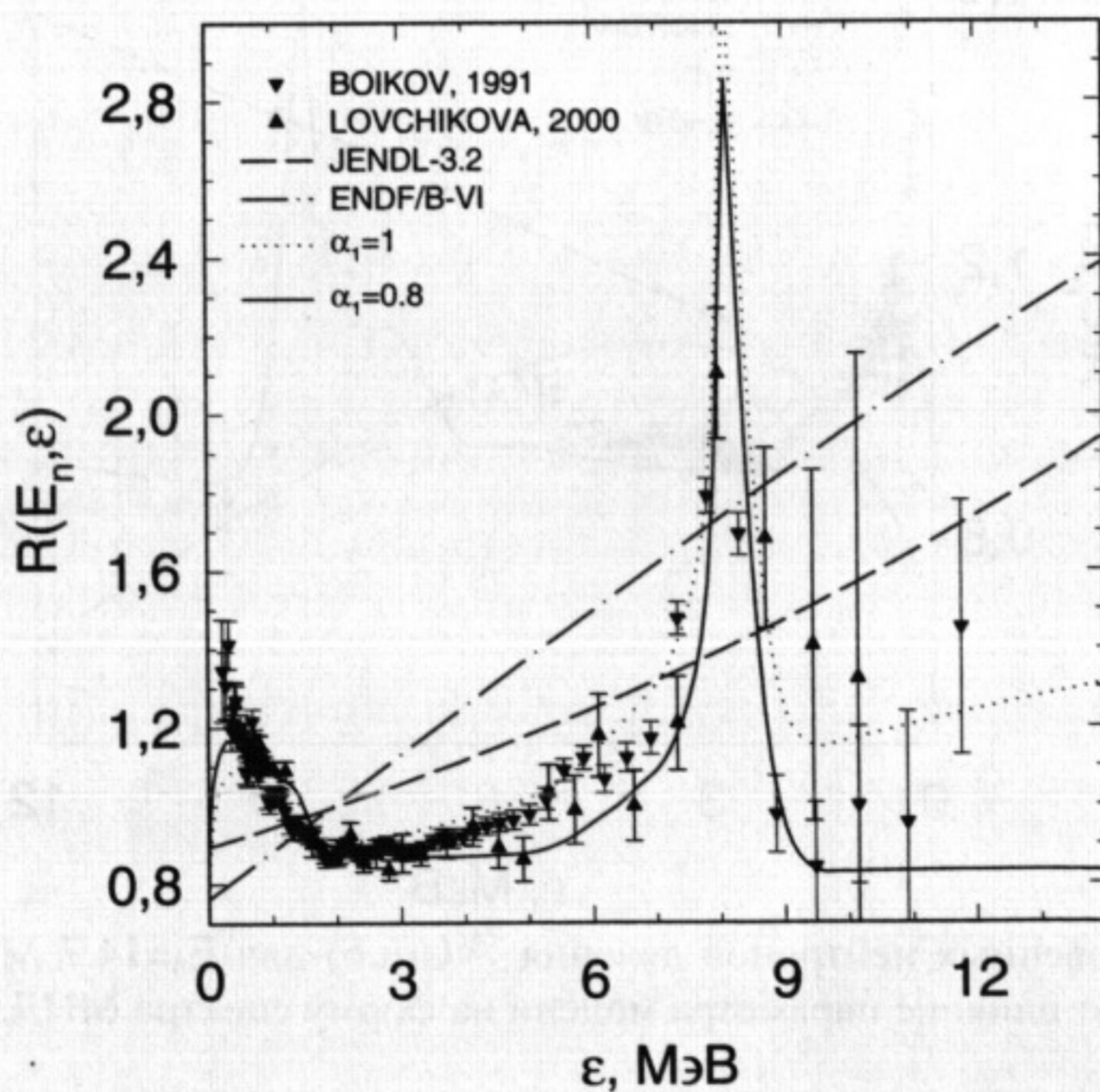


Рис. 14. Спектр мгновенных нейтронов деления $^{232}\text{Th}(n,F)$ для $E_n=14.7$ МэВ; кривые $\alpha_1=1$ и $\alpha_1=0.8$ демонстрируют влияние параметра модели на форму спектра МНД.

при этом должна быть выше порога реакции (n,nf). При деформации ядра до точки разрыва в принципе могут быть испущены предразрывные нейтроны. Как председловые, так и предразрывные нейтроны делают деление актинидов существенно эмиссионным. При энергиях налетающих нейтронов до 20 МэВ в наблюдаемые делительные характеристики вносят вклад реакции (n,nf), (n,2nf) и (n,3nf). После разрыва делящегося ядра, осколки деления также могут испускать нейтроны. Вклады 1-го, 2-го и 3-го нейтронов реакций (n,nf), (n,2nf) и (n,3nf) в наблюдаемые спектры мгновенных нейтронов деления существенно зависят от делимости ядер, делящихся в (n,xnf) реакциях. Исследовать особенности спектров мгновенных нейтронов деления удобно на примере реакций $^{232}\text{Th}(n,f)$ [41, 42], $^{238}\text{U}(n,f)$ [30, 41, 42, 43] и $^{235}\text{U}(n,f)$ [20] (Рис. 9), для которых вклад шансов эмиссионного деления в наблюдаемое сечение деления весьма различен. Оценка абсолютных вкладов предделительных (председловых) нейтронов деления основана на согласованном описании сечений реакций $^{238}\text{U}(n,f)$, $^{238}\text{U}(n,2n)$ и $^{238}\text{U}(n,3n)$; $^{235}\text{U}(n,f)$, $^{235}\text{U}(n,2n)$ и $^{235}\text{U}(n,3n)$; $^{232}\text{Th}(n,f)$ и $^{232}\text{Th}(n,2n)$. Примечательно, что остаточным ядром в реакции $^{235}\text{U}(n,2n)$ является четно-четное ядро ^{234}U . Возбуждение двухквaziчастичных состояний в равновеснодеформированном ядре ^{234}U проявляется как изменение энергетической зависимости сечения реакции $^{235}\text{U}(n,2n)$ при $E_n > 6.5$ МэВ.

Председловые нейтроны существенно влияют на спектр МНД. Фактически, спектры МНД составного ядра (A+1) для энергий выше $E_{th} = E_n - V_f$ соответствуют делимости ядра A, где V_f – эффективный барьер деления этого ядра. Энергетическая зависимость МНД $^{232}\text{Th}(n,F)$, $^{238}\text{U}(n,F)$ и $^{235}\text{U}(n,F)$ для $\epsilon < E_{th}$ соответствует делимостям ^{232}Th , ^{238}U и ^{235}U , соответственно. Детальный анализ структур в сечениях деления $^{232}\text{Th}(n,F)$ и $^{238}\text{U}(n,F)$ выше порога эмиссионного деления (n,nf), обусловленных возбуждением двухквaziчастичных состояний в четно-четных делящихся ядрах ^{232}Th и ^{238}U позволил определить делимости ядер ^{232}Th и ^{238}U . Делимости этих ядер в нейтронных реакциях исследовать затруднительно, ввиду того что ядра-мишени ^{231}Th и ^{237}U очень короткоживущие. На Рис. 2 и Рис. 10 показано, что полученная оценка сечений деления $^{231}\text{Th}(n,f)$ [11] и $^{237}\text{U}(n,F)$ согласуется с результатами измерений делимостей в реакциях $^{230}\text{Th}(t,pf)$, $^{236}\text{U}(t,pf)$ и $^{238}\text{U}(d,d'f)$ [44]. Это является независимым свидетельством в пользу адекватности измерений делимостей короткоживущих ядер с помощью реакций (t,pf) и (d,d'f)

Анализ наблюдаемых спектров МНД реакций $^{232}\text{Th}(n,f)$ [41, 42] и $^{238}\text{U}(n,f)$ [30, 41, 42, 43] (Рис. 11-15) показал, что целый ряд особенностей спектрах МНД может быть скоррелирован с влиянием эксклюзивных парциальных спектров (n,xnf) нейтронов на наблюдаемые спектры МНД. Спектры нейтронов из осколков воспроизводились с помощью распределения Уатта, они в данном случае, являются фоном, на котором наблюдается проявление парциальных спектров (n,xnf) реакций. Важным параметром является скорость центра масс, мы учитываем некоторое его уменьшение выше порога реакции (n,2nf). Это позволило описать наблюдаемые спектры для реакций $^{232}\text{Th}(n,F)$ и $^{238}\text{U}(n,F)$ в области энергий мгновенных нейтронов выше ~0.5 МэВ. Увеличение энергии обрезания спектров $E_{th} = E_n - V_f$ для (n,nf) реакций с ростом энергии возбуждения делящегося ядра воспроизводится для $E_n = 7-18$ MeV. Ступенчатые структуры для энергий мгновенных нейтронов деления 3-5 МэВ для E_n выше порога реакции (n,2nf) коррелируют со спектром первых нейтронов реакций $^{238}\text{U}(n,2nf)$ и $^{232}\text{Th}(n,2nf)$ (Рис. 12-15). Моделирование наблюдаемых спектров МНД реакций $^{232}\text{Th}(n,F)$, $^{238}\text{U}(n,F)$ и $^{235}\text{U}(n,F)$ [20] позволило получить гибкий и простой инструмент для моделирования и предсказания спектров МНД ядер актинидов [45, 46]. Для ядра-мишени ^{235}U расчетный спектр МНД для $E_n = 7$ МэВ адекватно воспроизводит избыток мягких нейтронов в экспериментальном спектре Фрео и др. (1975) (Рис. 16) [20]. Именно с эмиссией председловых нейтронов связана характерная зависимость средней энергии МНД от энергии налетающих нейтронов для $^{235}\text{U}(n,F)$ (Рис. 17) и $^{238}\text{U}(n,F)$ (Рис. 18). Уменьшение средней энергии МНД вблизи порогов реакций (n,nf) и (n,2nf) для разных ядер-мишеней определяется вкладом эмиссионного деления в наблюдаемое сечение деления. Из

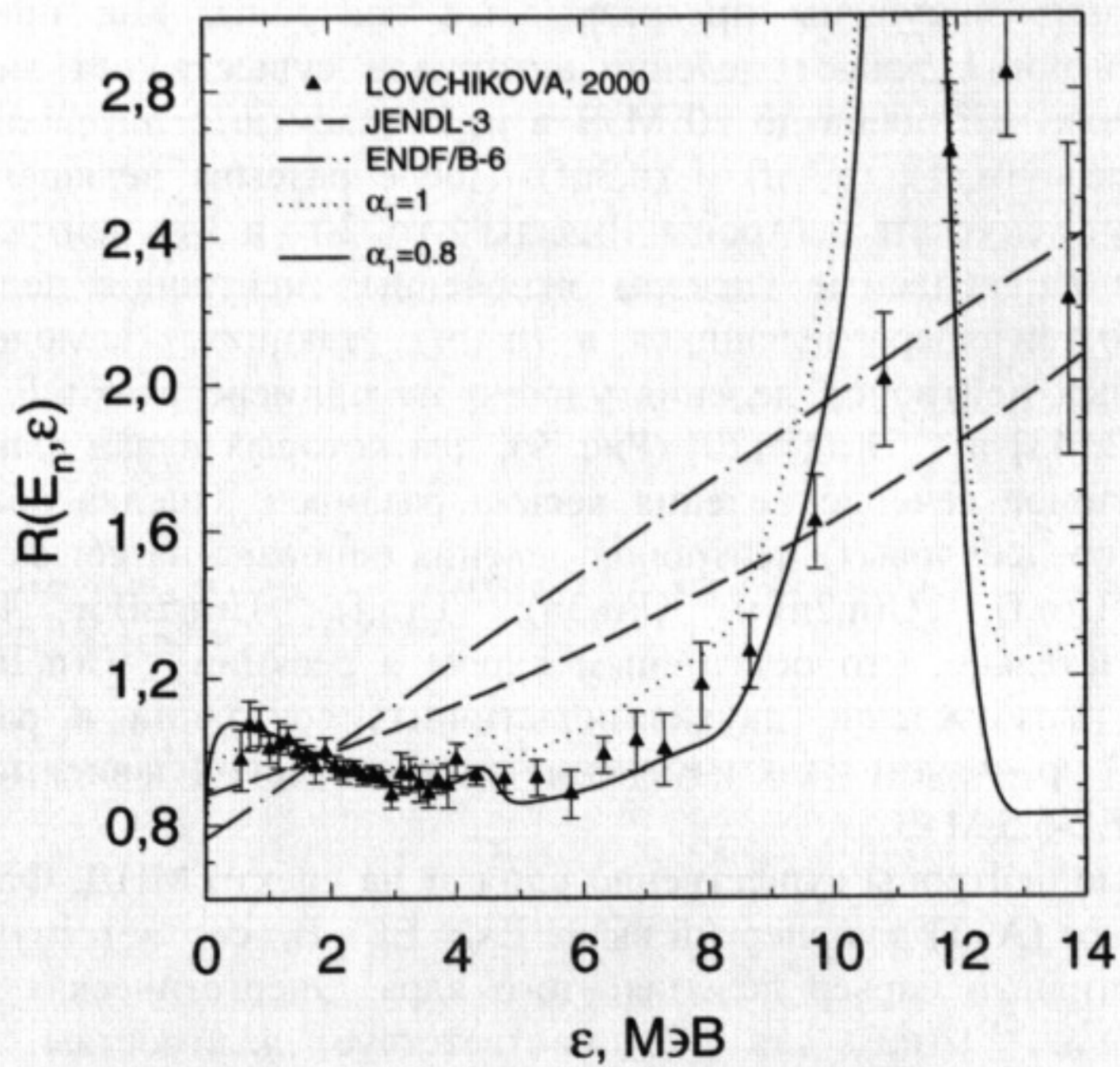


Рис. 15. Спектр мгновенных нейтронов деления $^{232}\text{Th}(n,F)$ для $E_n=17.7$ МэВ; кривые $\alpha_1=1$ и $\alpha_1=0.8$ демонстрируют влияние параметра модели на форму спектра МНД.

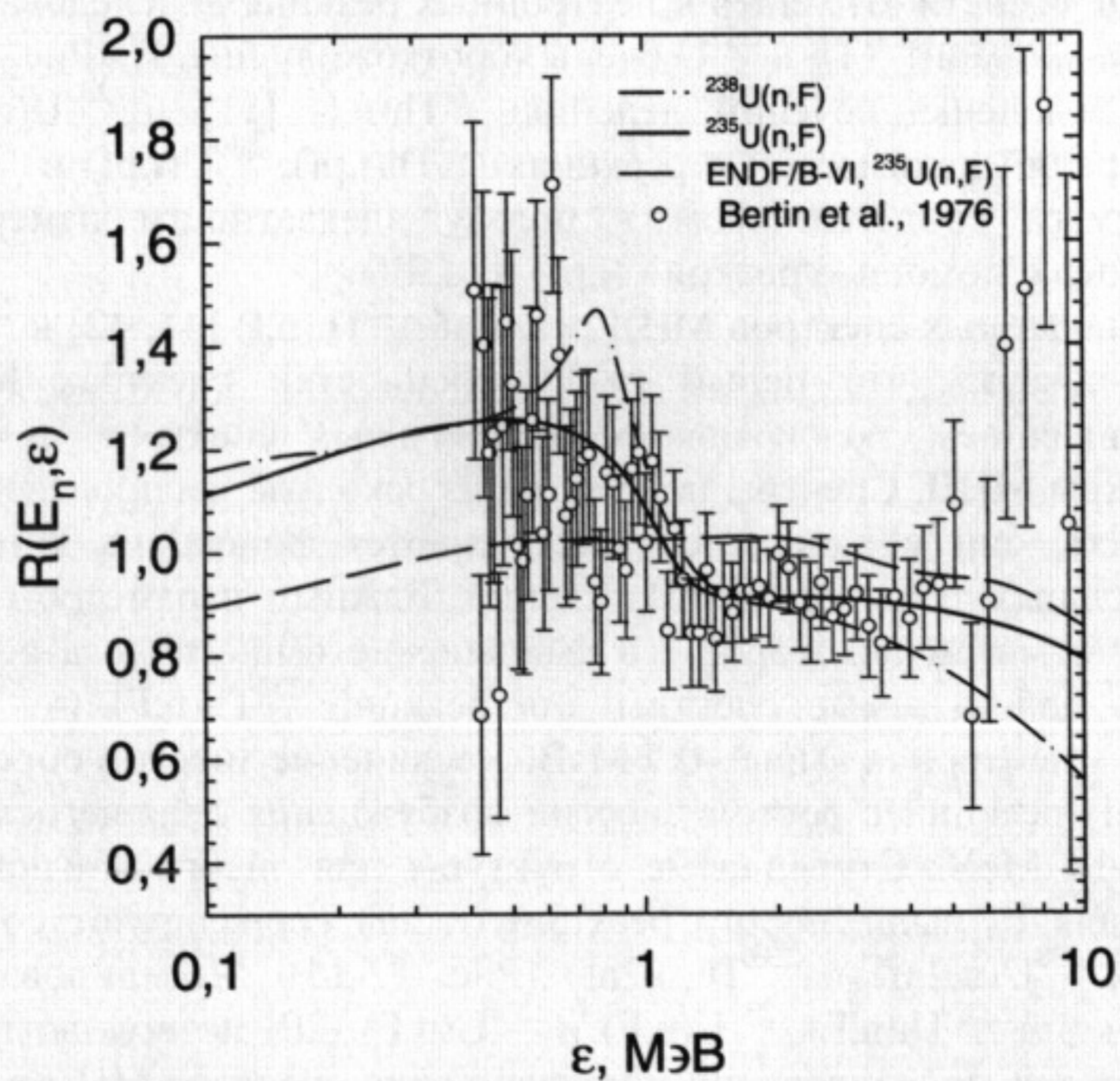


Рис. 16. Расчетный спектр мгновенных нейтронов деления $^{235}\text{U}(n,F)$ и $^{238}\text{U}(n,F)$ для $E_n=7$ МэВ и экспериментальные данные для $^{235}\text{U}(n,F)$ для $E_n=7$ МэВ.

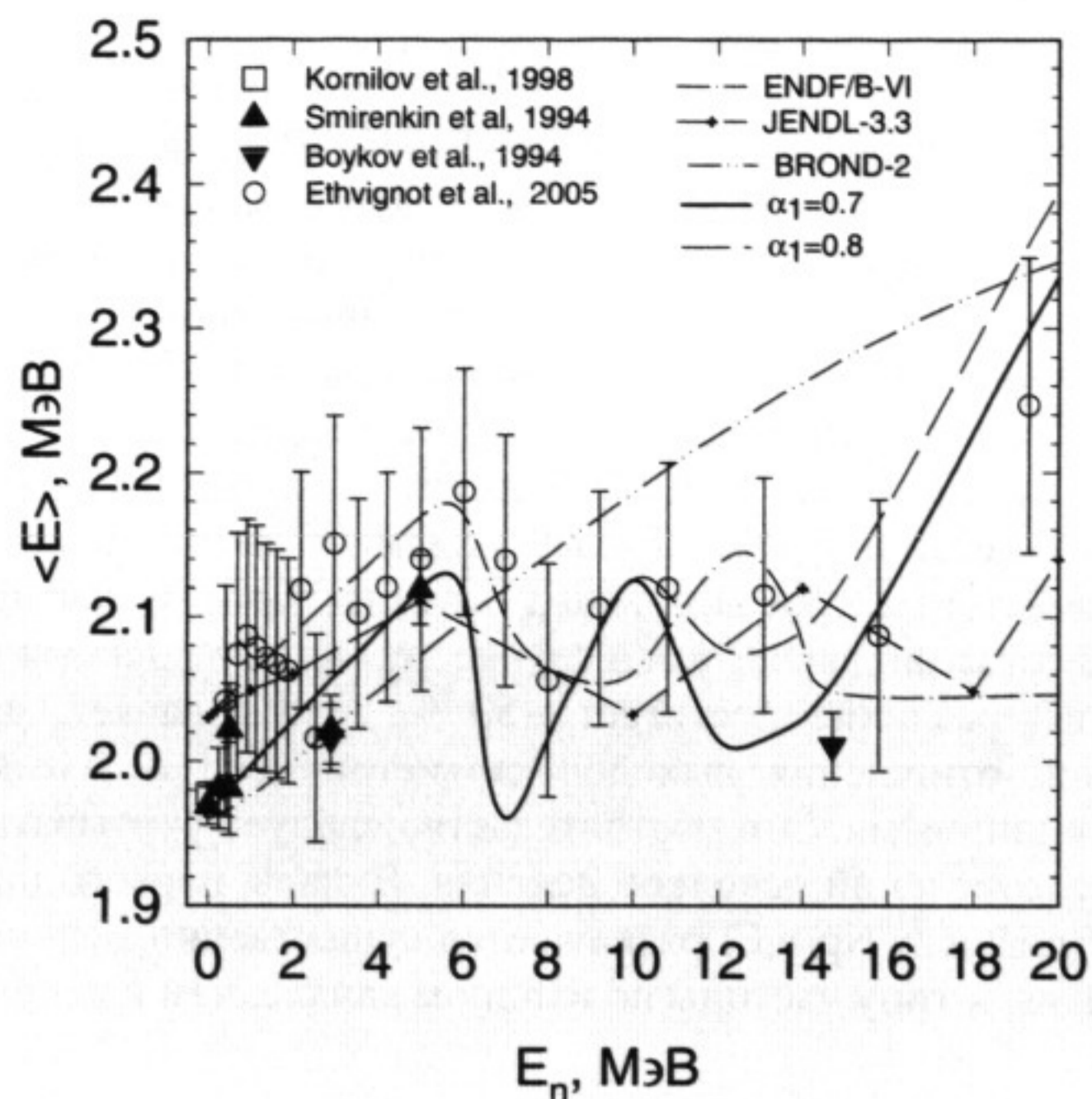


Рис. 17. Средняя энергия спектра мгновенных нейтронов деления для $^{235}\text{U}(n,F)$.

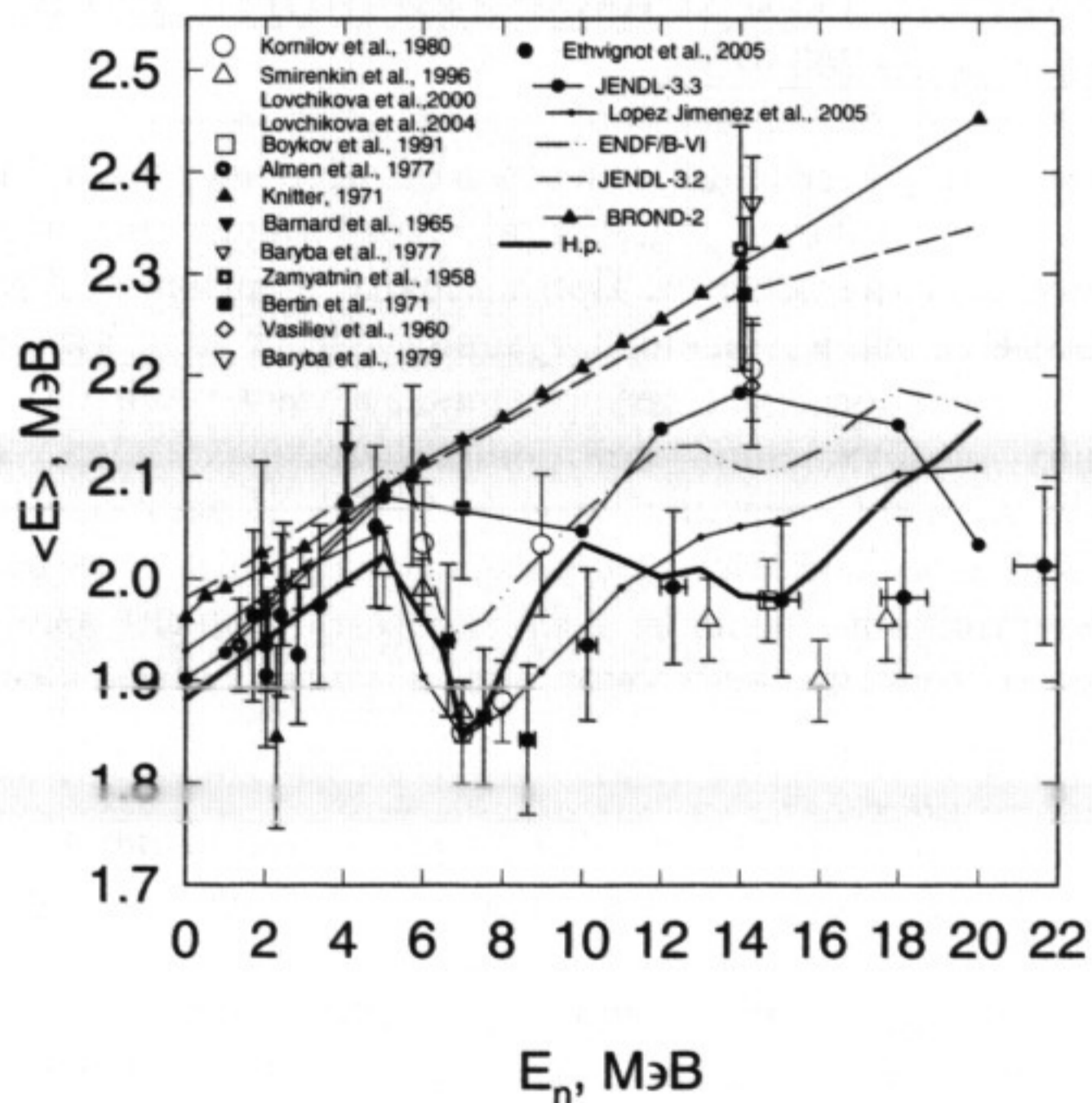


Рис. 18. Средняя энергия спектра мгновенных нейтронов деления для $^{238}\text{U}(n,F)$.

2 Ag 152975

рассмотренных ядер для реакции $^{232}\text{Th}(n,F)$ уменьшение средней энергии МНД наибольшее.

Реакция деления под действием протонов, по-видимому, мало отличается от реакции деления под действием нейтронов при энергиях налетающих частиц менее ~ 40 МэВ [47, 48]. Выше порога эмиссионного деления важное значение имеет вклад безэмиссионного деления в полное сечение деления. Описание сечений зарядово-обменной реакции $^{238}\text{U}(p,n)$ и реакции $^{238}\text{U}(p,3n) \rightarrow ^{236}\text{Np}$ может служить свидетельством обоснованности статистического описания и наблюдаемого сечения деления $^{238}\text{U}(p,F)$ [49]. В случае взаимодействия протонов с ядром ^{238}U , вклад предравновесной эмиссии в спектр вторичных нейтронов существенно ниже, чем в случае налетающих нейтронов. Можно сравнить вклады сечения деления первого шанса в измеренное сечение деления составного ядра ^{239}Np , образующегося при взаимодействии протонов и нейтронов с ядрами-мишенями ^{238}U и ^{238}Np , соответственно. Барьер деления ядра ^{239}Np можно фиксировать с помощью данных по делимости в реакции $^{238}\text{U}(^3\text{He},df) \rightarrow ^{239}\text{Np}$, параметры барьеров деления других ядер были получены путем описания наблюдаемого сечения деления $^{237}\text{Np}(n,F)$ нейтронами с энергией до 20 МэВ [50, 51]. В случае деления под действием протонов вклад безэмиссионного деления в полное сечение деления ядер ^{238}U существенно выше, чем в случае деления под действием нейтронов. Выше порога реакции $(n,2nf)$ различие достигает $\sim 50\%$. Это означает, что при одинаковых энергиях возбуждения, отношения выходов симметричного и асимметричного деления Y_S/Y_A будут весьма различными. Это обстоятельство следует учитывать при согласованном анализе массовых распределений осколков деления. Вклады первого шанса в наблюдаемые сечения деления $^{238}\text{U}(n,F)$ и $^{238}\text{Np}(n,F)$ различаются существенно меньше. Это означает, что они более чувствительны к типу частицы во входном канале, чем к делимостям ядер.

Глава 3

СЕЧЕНИЯ СИММЕТРИЧНОГО И АСИММЕТРИЧНОГО ДЕЛЕНИЯ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ НЕЙТРОНОВ ДО 200 МЭВ.

Третья глава посвящена анализу сечений деления в области энергий нейтронов до ~ 200 МэВ. Определяющим моментом является оценка вкладов эмиссионного и безэмиссионного деления в наблюдаемое сечение деления. При высоких энергиях возбуждения исследовано влияние на наблюдаемые сечения деления затухания вклада коллективных мод в плотность уровней при седловых и равновесных деформациях, а также влияние барьеров деления и плотности внутренних возбуждений нейтронодефицитных ядер, образующихся при испускании нейтронов в (n,xnf) реакциях при $x \sim 10 \div 20$. Известно, что с ростом энергии налетающих частиц, наблюдаемое массовое распределение осколков деления соответствует все росту вклада симметричного деления ядер, поэтому важным является учет не только конкуренции деления и эмиссии нейтронов, но и конкуренции симметричной и асимметричной мод деления [52].

Ядра-актиниды вблизи долины стабильности делятся под действием нейтронов с энергией ниже порога реакции эмиссионного деления (n,nf) преимущественно асимметрично. В случае реакций $^{238}\text{U}(n,f)$ и $^{235}\text{U}(n,f)$ вклад симметричной (SL) моды не превышает нескольких процентов. Анализ вклада SL-моды в сечение реакций $^{238}\text{U}(n,f)$ и $^{235}\text{U}(n,f)$ позволил определить параметры барьеров симметричного деления составных ядер ^{239}U и ^{236}U [52]. Энергетическая зависимость сечения симметричного деления оказалась весьма чувствительной к симметрии масс-симметричной внешней седловой конфигурации делящегося ядра. Аксиальная асимметрия внешней масс-симметричной седловой конфигурации позволяет воспроизвести сравнительно быстрый рост сечения симметричного деления в реакциях $^{238}\text{U}(n,f)$ и $^{235}\text{U}(n,f)$ [52]. Иными словами, удается воспроизвести сечение симметричного деления в реакциях $^{238}\text{U}(n,f)$ и $^{235}\text{U}(n,f)$ в модели двугорбого барьера деления в предположении, что симметричному делению соответствует гораздо более высокий внешний барьер. В случае реакции $^{238}\text{U}(n,F)$ вклад симметричного деления был исследован

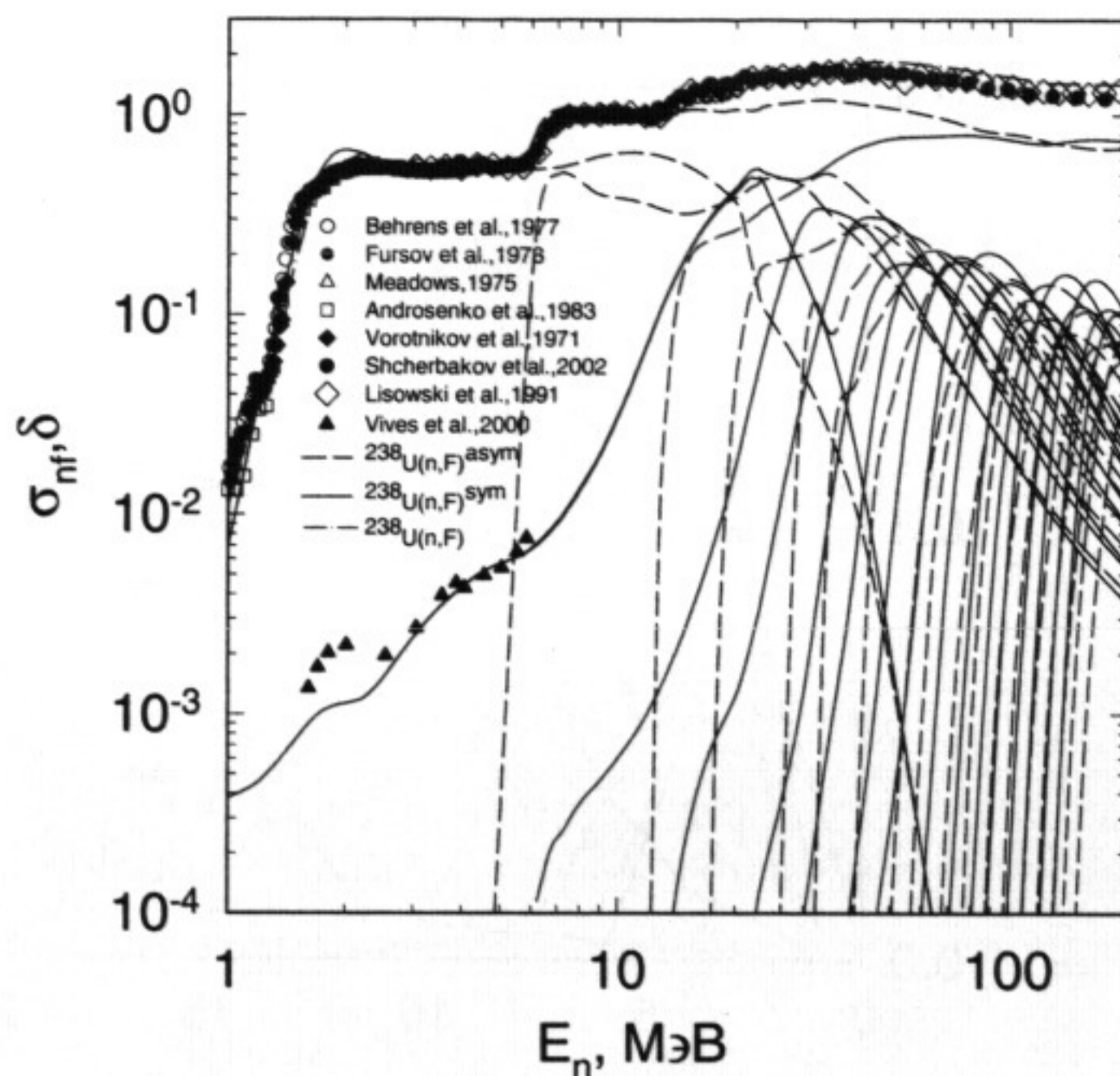


Рис. 19. Наблюдаемое сечение деления $^{238}\text{U}(n,F)$ и вклады эмиссионного симметричного и асимметричного делений.

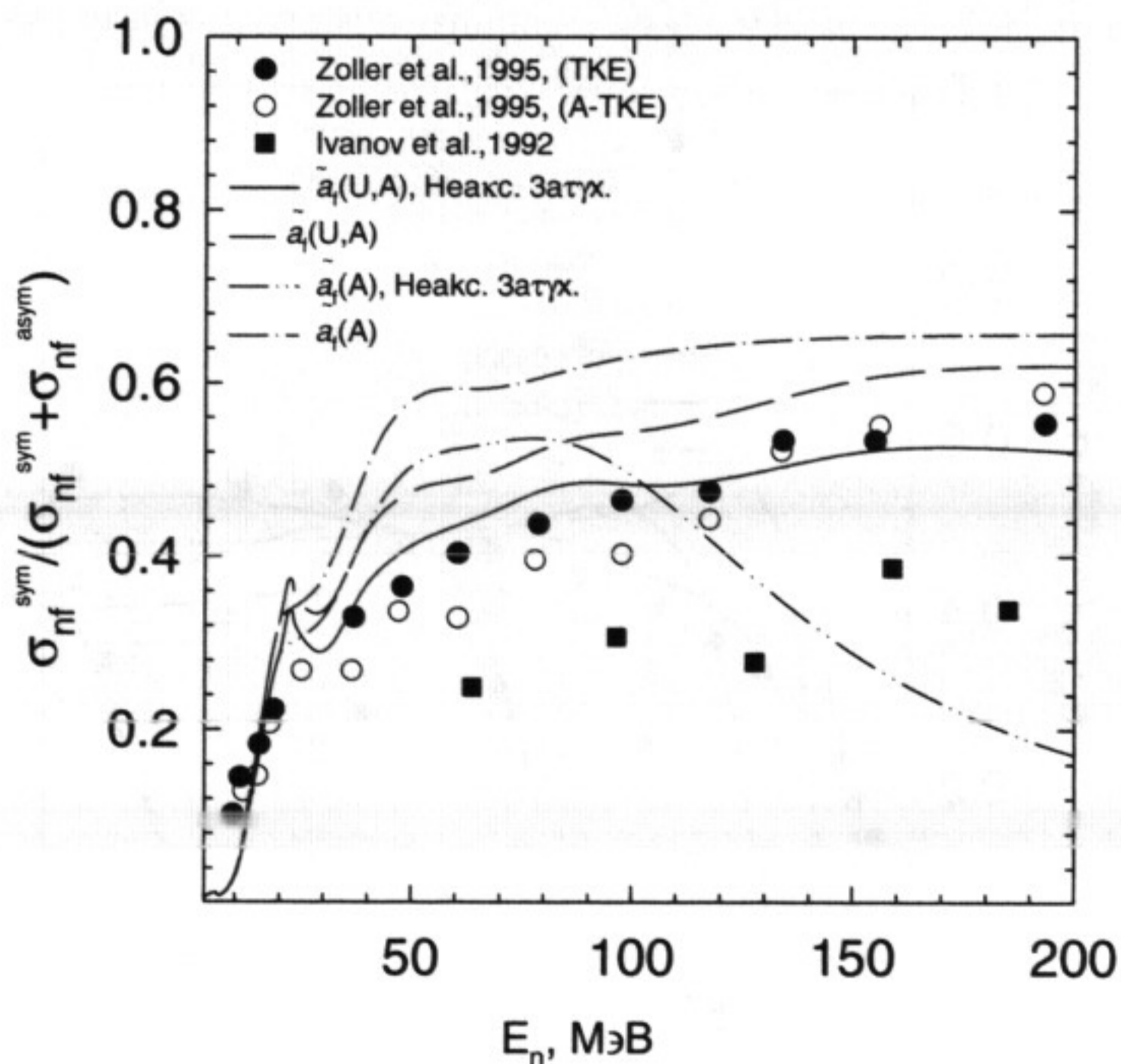


Рис. 20. Отношение сечения симметричного деления к полному сечению деления $^{238}\text{U}(n,F)$.

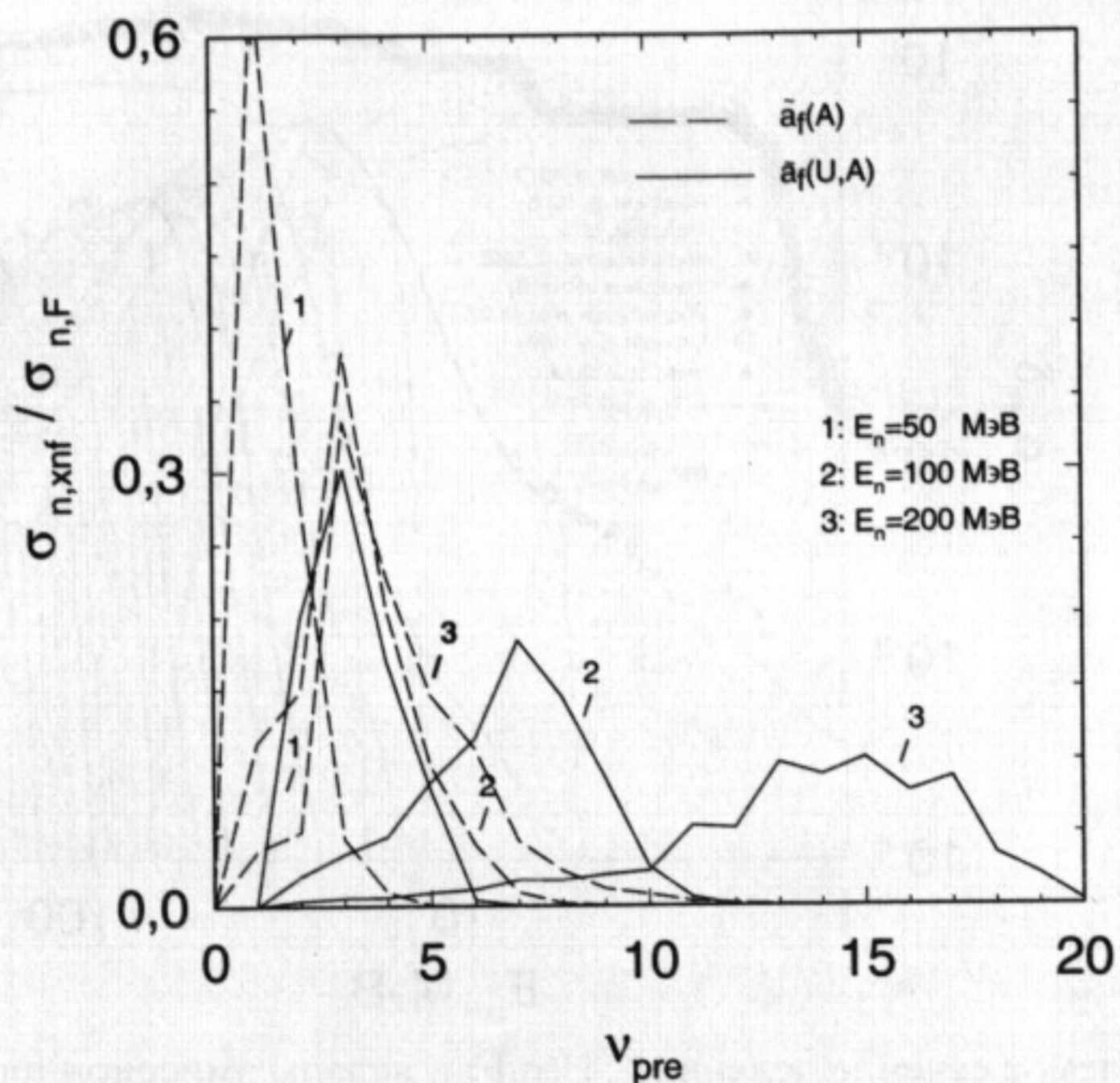


Рис. 21 Распределение вкладов эмиссионного деления для реакции $^{238}\text{U}(n,F)$.

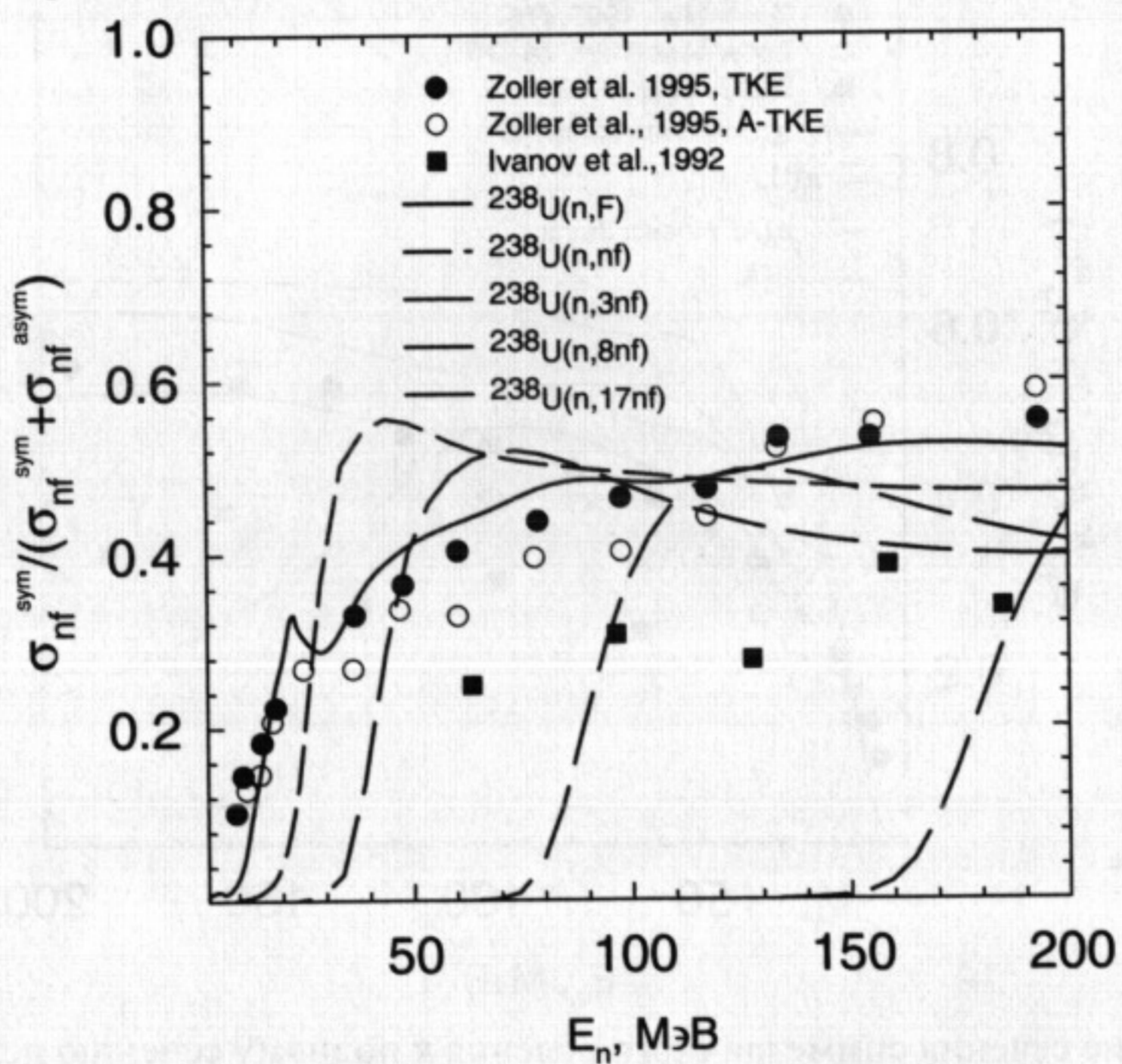


Рис. 22 Отношение сечения симметричного деления к наблюдаемому сечению деления $^{238}\text{U}(n,F)$.

для энергий нейтронов до ~ 500 МэВ. Из анализа распределений полных кинетических энергий осколков деления, а также двумерных распределений масс осколков и полных кинетических энергий было установлено, что вклад симметричного деления в наблюдаемое сечение деления быстро растет с увеличением энергии нейтронов. Выше порога эмиссионного деления наблюдаемые распределения полных кинетических энергий осколков деления представляют собой смесь парциальных распределений для ядер, образовавшихся после испускания $\chi \sim 1 \div 20$ предделительных нейтронов в реакциях $(n, \chi n f)$.

В случае ядра-мишени ^{238}U наблюдаемое сечение безэмиссионного деления $^{238}\text{U}(n, f)$ имеет классический пороговый характер. Расчеты по методу оболочечной поправки (МОП) предсказывают аксиальную асимметрию внутреннего, более высокого, горба делящегося ядра ^{239}U . Для ядер урана с $A \leq 235$ внутренний горб ниже внешнего, ему соответствует аксиально-симметричная седловая конфигурация. Для внешней седловой точки масс-асимметричному делению ядер U соответствует масс-асимметричная седловая конфигурация. Для неё сохраняется аксиальная асимметрия. Расчеты по МОП показывают, что массовая симметрия на внешней седловой точке ядер U может сопровождаться ее аксиальной асимметрией. Наблюдаемое сечение деления $^{238}\text{U}(n, f)$ может быть описано в предположении $E_{fA} > E_{fB}$ для ^{239}U , тогда как сечение деления $^{235}\text{U}(n, f)$ – в предположении $E_{fA} < E_{fB}$ для делящегося ядра ^{236}U . Моделирование малоквазичастичных эффектов в плотности уровней при равновесных и седловых деформациях (см. Главу 1), позволяет описать наблюдаемое и симметричное сечения деления до порога эмиссионного деления. При энергии налетающих нейтронов выше ~ 2.5 МэВ сечение деления $^{238}\text{U}(n, f)$ было описано вариацией корреляционной функции $\Delta_f = \Delta_0 + \delta$. Масштаб её увеличения δ зависит от соотношения параметров плотности уровней при седловой $a_f(U)$ и остаточного при равновесной $a_n(U)$ деформациях. Это соотношение определяется разницей оболочечных поправок $(\delta W_f^{A(B)} - \delta W_n)$. Можно полагать, что параметр δ моделирует совокупное влияние оболочечных и сверхтекучих эффектов в плотности уровней при седловых и равновесных деформациях. На Рис. 19 показано сравнение сечения симметричного деления $^{238}\text{U}(n, F)$ с экспериментальными данными по выходу симметричной SL-моды для реакции $^{238}\text{U}(n, F)$ $E_n < 6$ МэВ [52, 53, 54, 55]. Сечение симметричного деления удастся воспроизвести при условии, что массовая симметрия на внешней седловой точке сопровождается аксиальной асимметрией. Для того, чтобы определить суммарный выход симметричного и асимметричного деления в области энергий возбуждения, где возможно эмиссионное деление, необходимо знать барьеры, соответствующие симметричному и асимметричному делению для ядер урана с $A \sim 238 \div 218$. Для ядер ^{239}U и ^{236}U внешний барьер симметричного деления выше чем барьер асимметричного деления на ~ 3.5 МэВ. Такое же соотношение E_{fBSL} и $E_{fBSI(II)}$ было принято для всех ядер урана при расчетах сечений симметричного и асимметричного деления выше порога эмиссионного деления. На Рис.20 показано сравнение относительного вклада симметричного сечения деления в наблюдаемое сечение деления с данными Золлера и др. (1995), извлеченными из анализа кинетических энергий осколков деления (ТКЕ) и двумерных распределений масс и ТКЕ осколков деления.

Выход симметричной моды сильно зависит от вклада шансов эмиссионного деления в наблюдаемое сечение деления (Рис. 20). В случае преобладающего вклада шансов деления с малым числом предделительных нейтронов, что соответствует предположению о равенстве асимптотических параметров плотности уровней делящегося и остаточного ядер $\tilde{a}_f = \tilde{a}_n$, вклад симметричного деления быстро возрастает с энергией при $E_n > 30$ МэВ. Даже слабое затухание вклада неаксиальных деформаций в плотность уровней существенно снижает выход симметричной компоненты при $E_n > 70$ МэВ, смещая его в сторону данных, полученных из массовых распределений осколков фотоделения ^{238}U . В случае преобладаю-

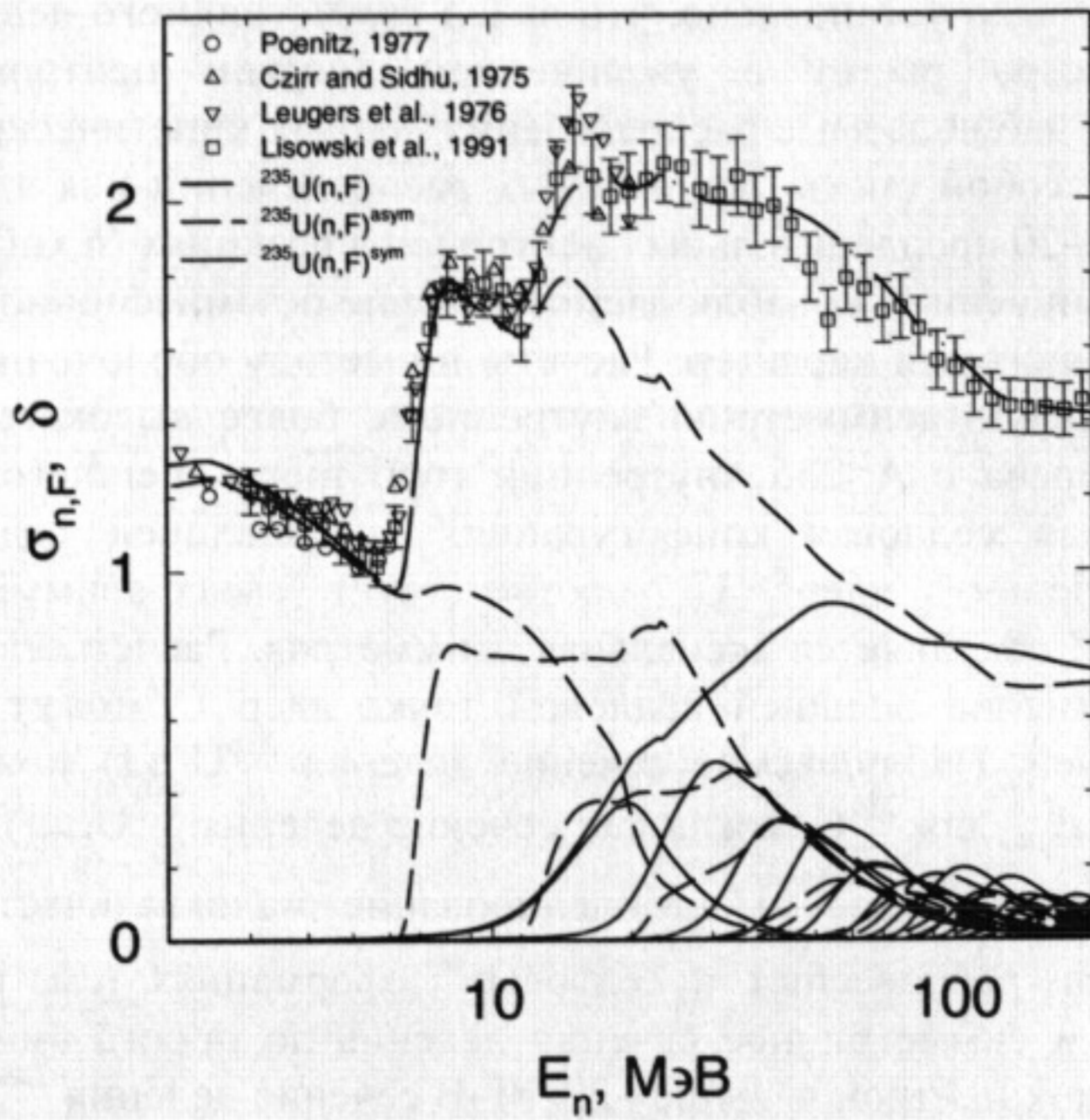


Рис. 23 Сечение деления $^{235}\text{U}(n,F)$.

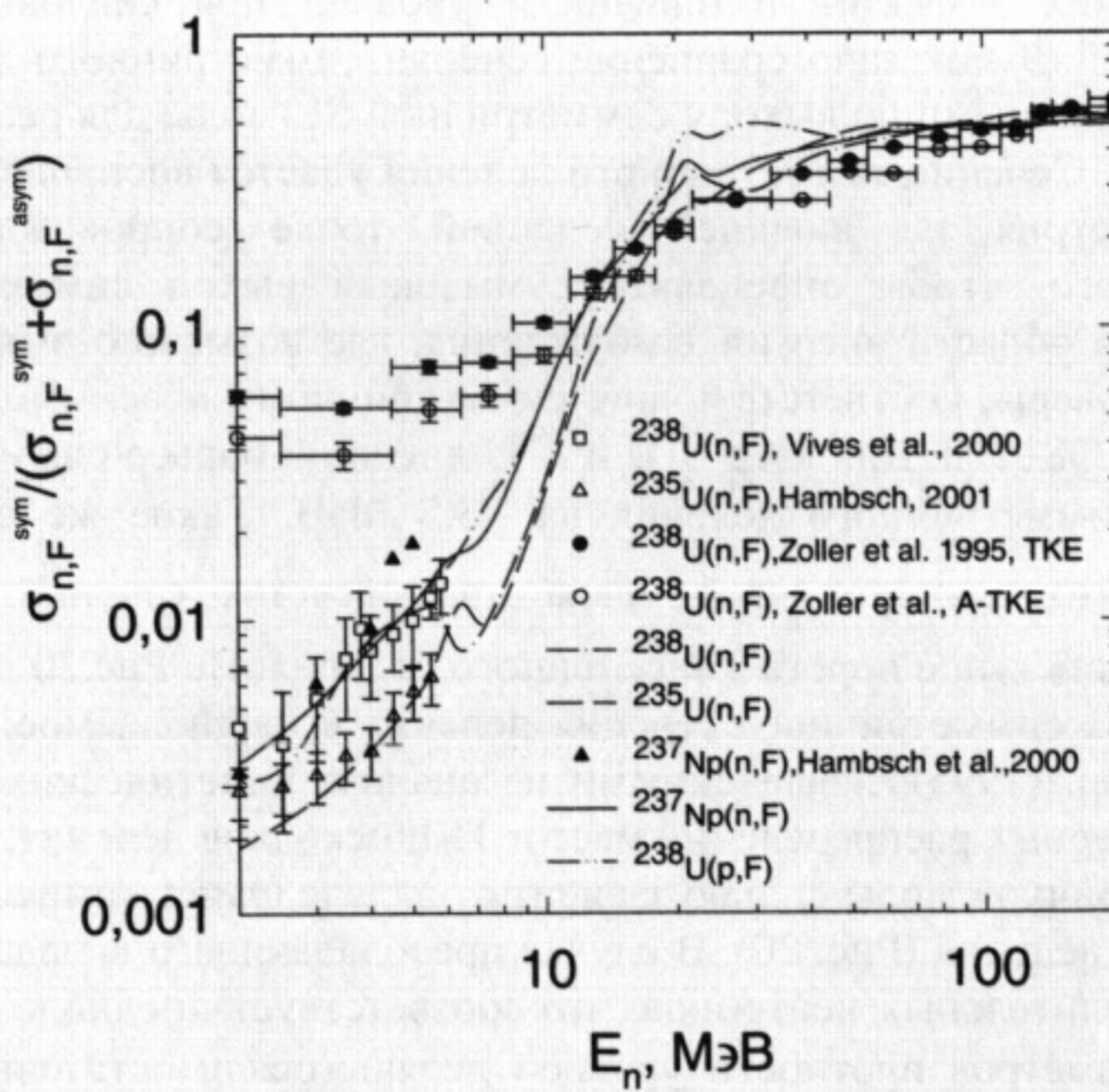


Рис. 24 Отношение сечения симметричного деления к полному сечению деления для реакций $^{235,238}\text{U}(n,F)$, $^{238}\text{U}(p,F)$ и $^{237}\text{Np}(n,F)$.

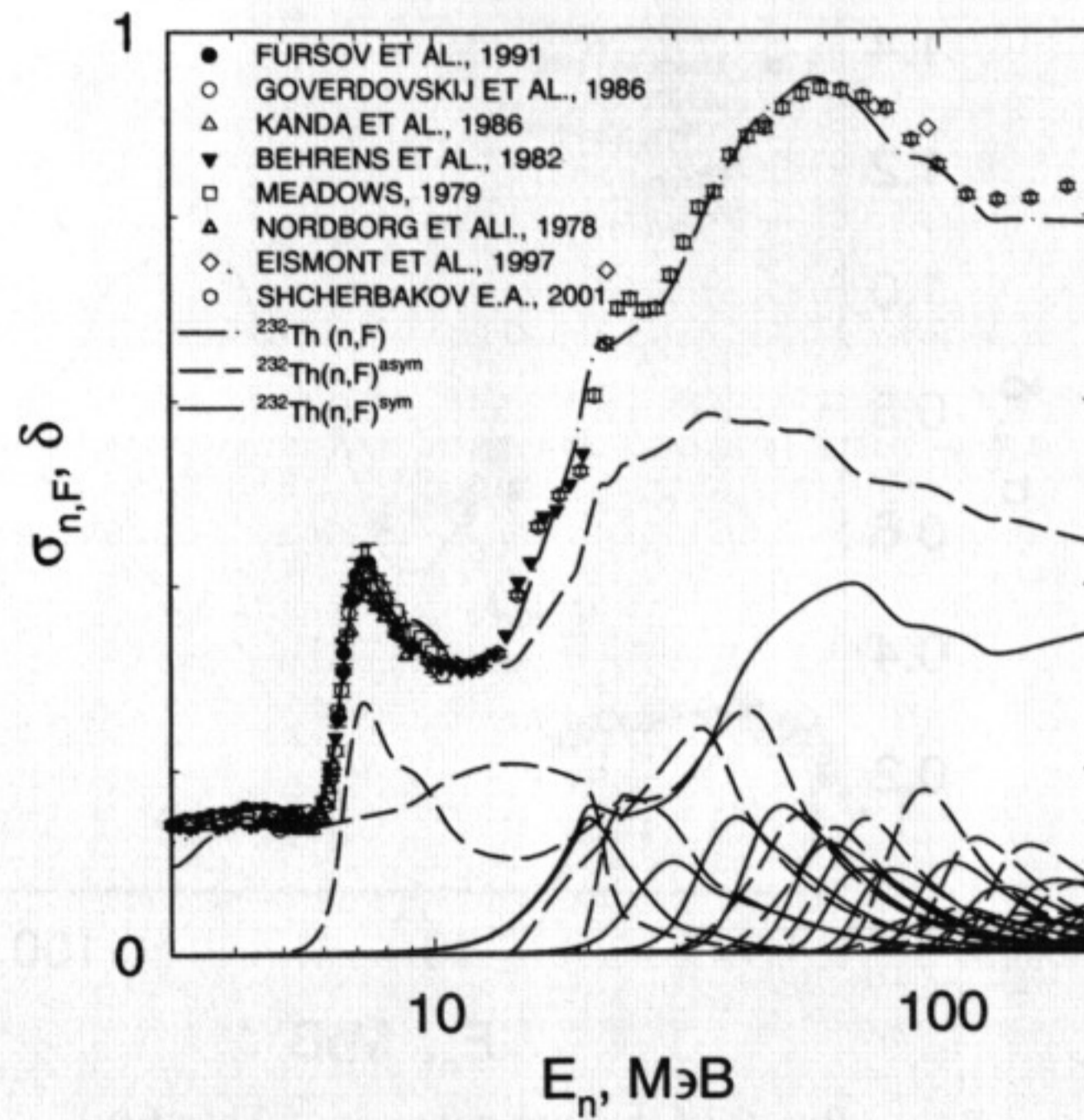


Рис. 25 Сечение деления $^{232}\text{Th}(n,F)$.

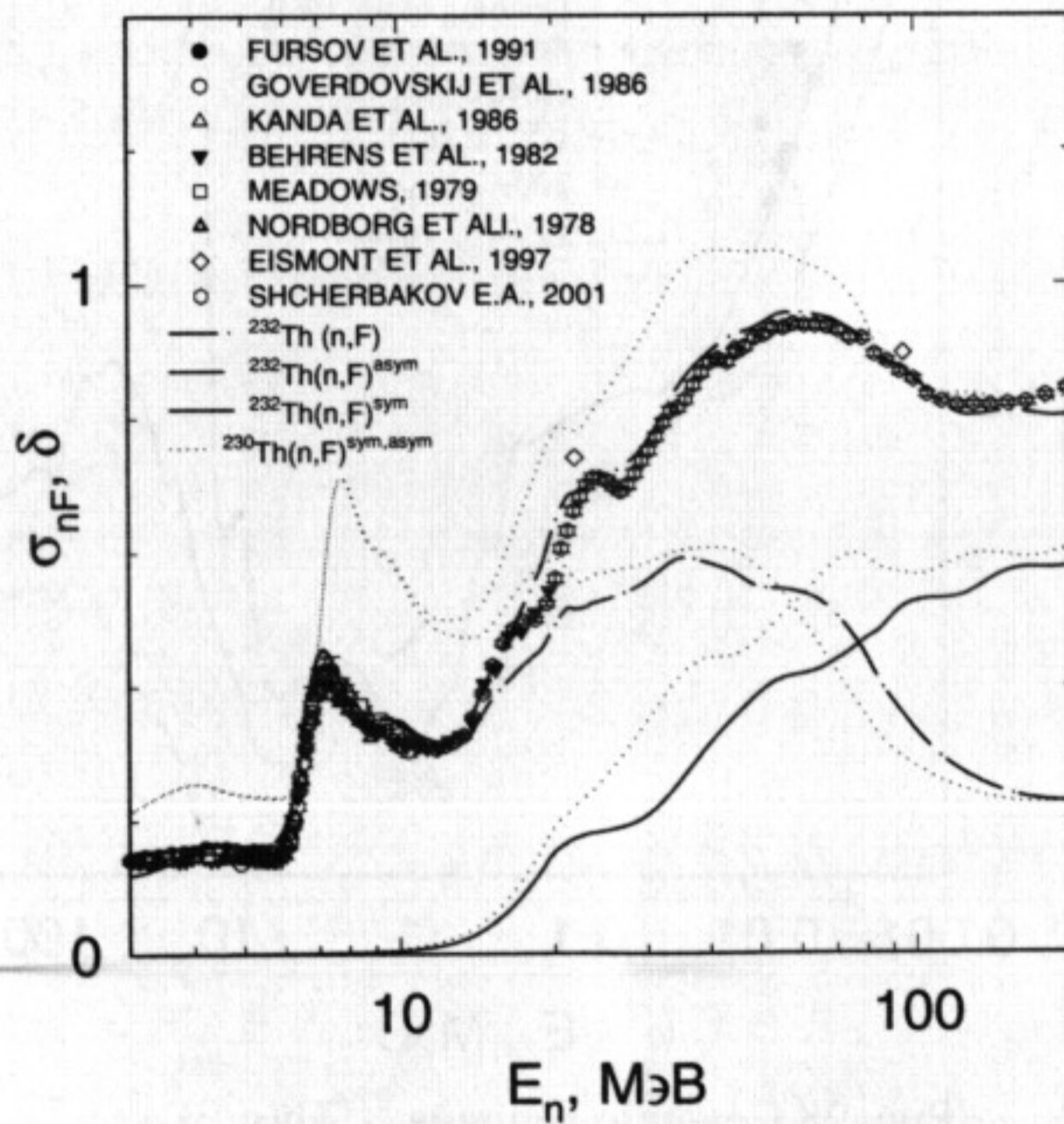


Рис. 26 Сечения деления $^{232}\text{Th}(n,F)$ и $^{230}\text{Th}(n,F)$.

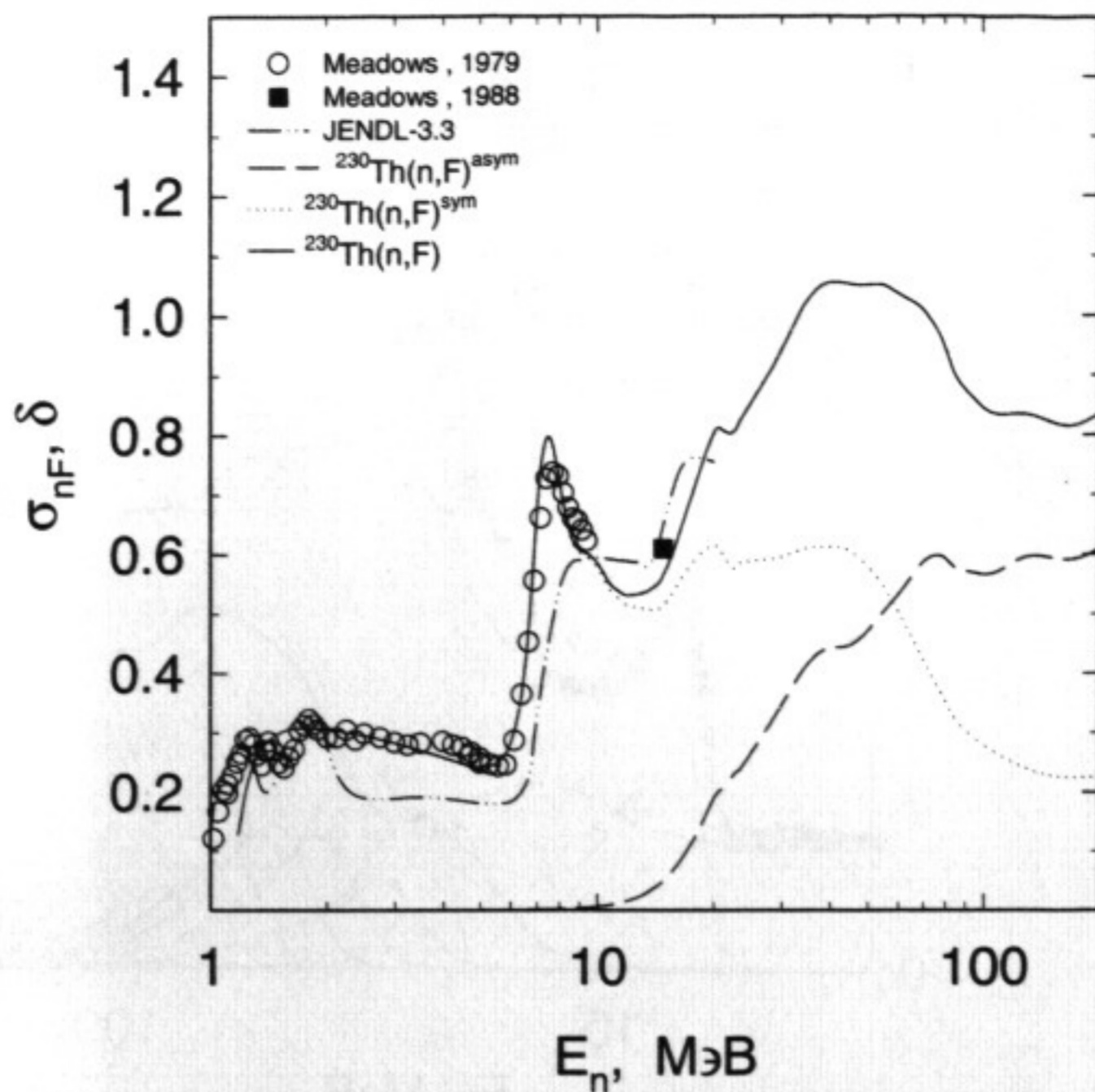


Рис. 27 Сечение деления $^{230}\text{Th}(n,F)$.

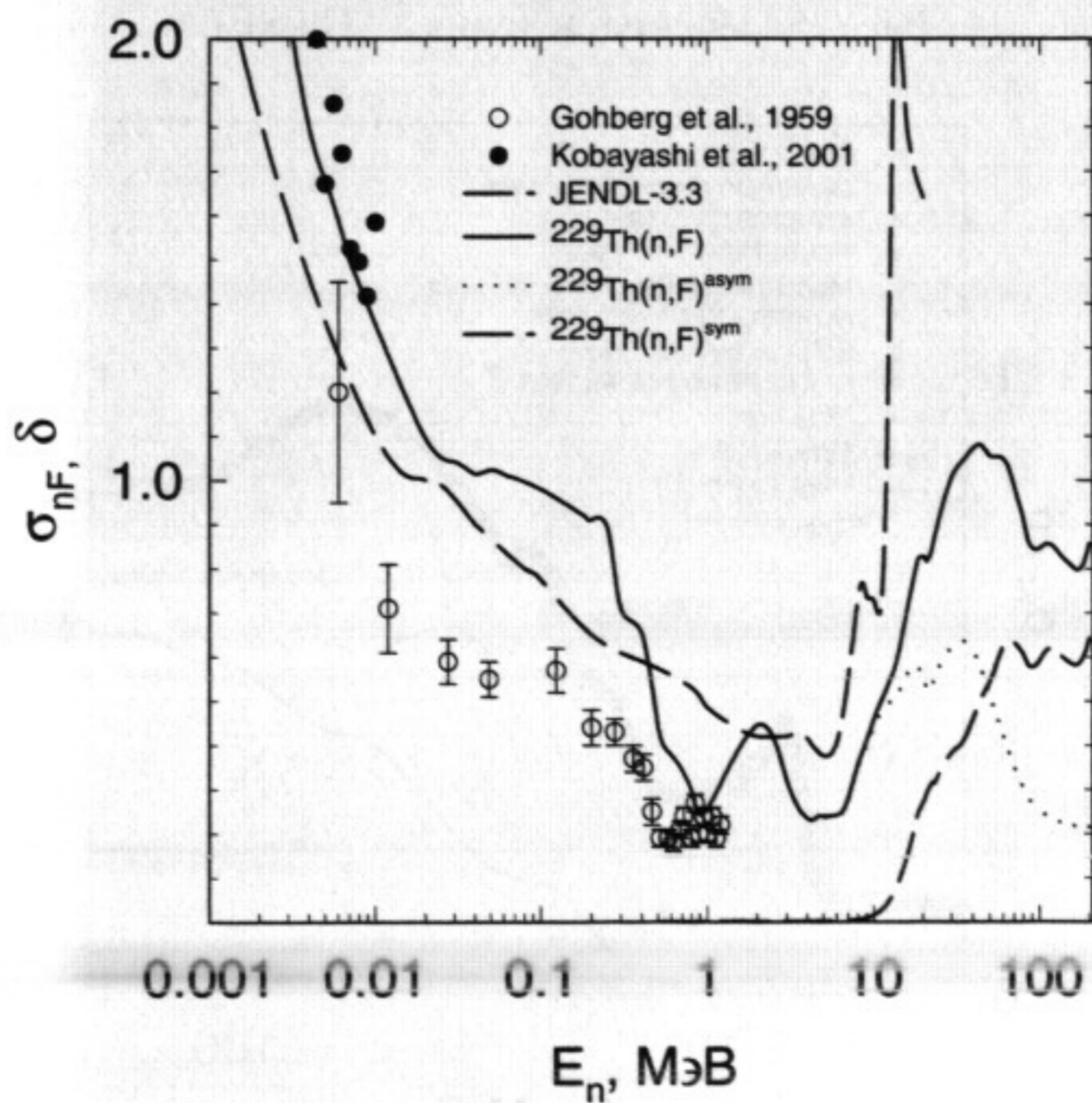


Рис. 28 Сечение деления $^{229}\text{Th}(n,F)$.

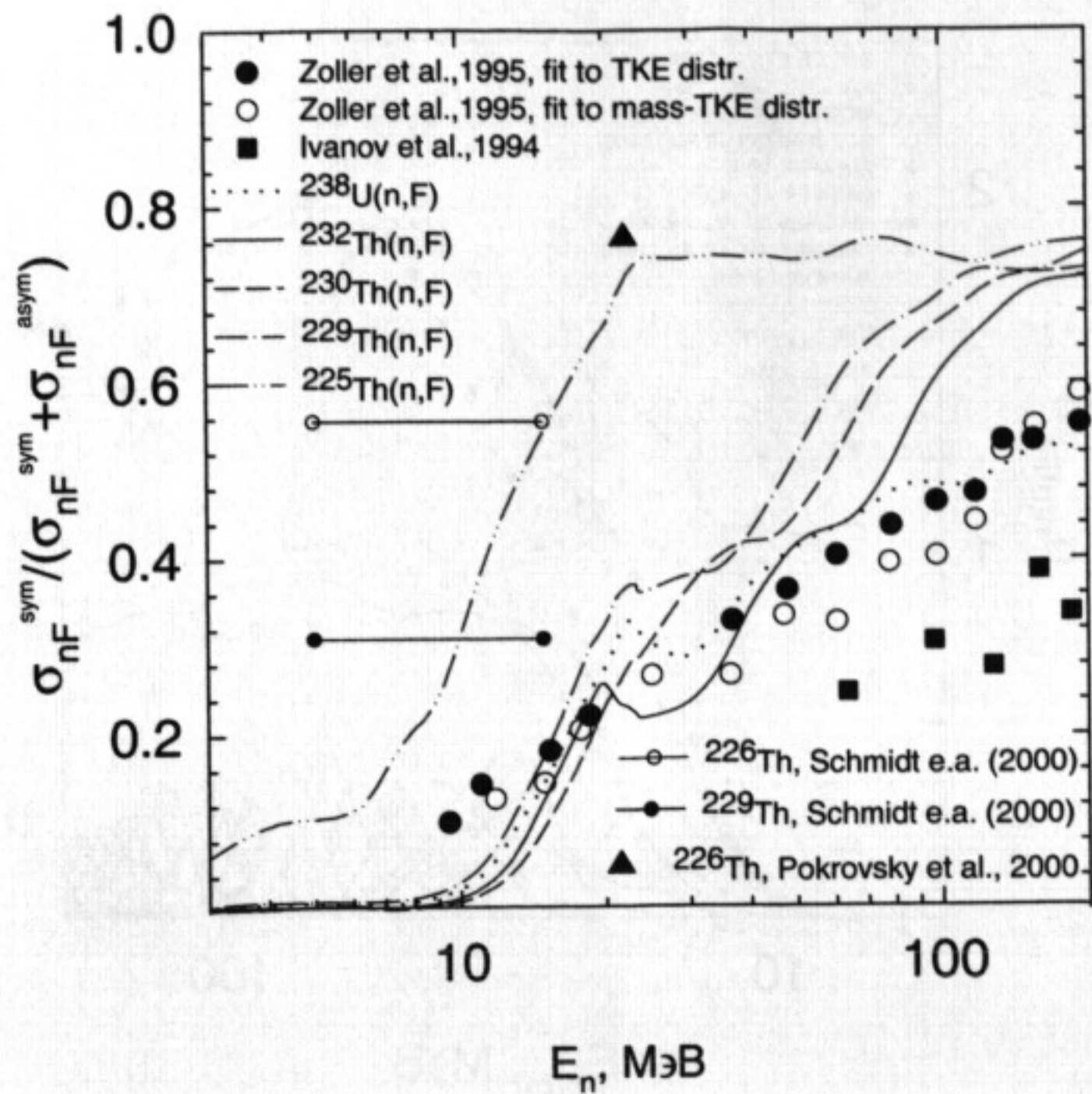


Рис. 29 Отношение сечения симметричного деления к полному сечению деления для реакций $^{238}\text{U}(n,F)$, $^{232}\text{Th}(n,F)$, $^{230}\text{Th}(n,F)$, $^{229}\text{Th}(n,F)$ и $^{225}\text{Th}(n,F)$.

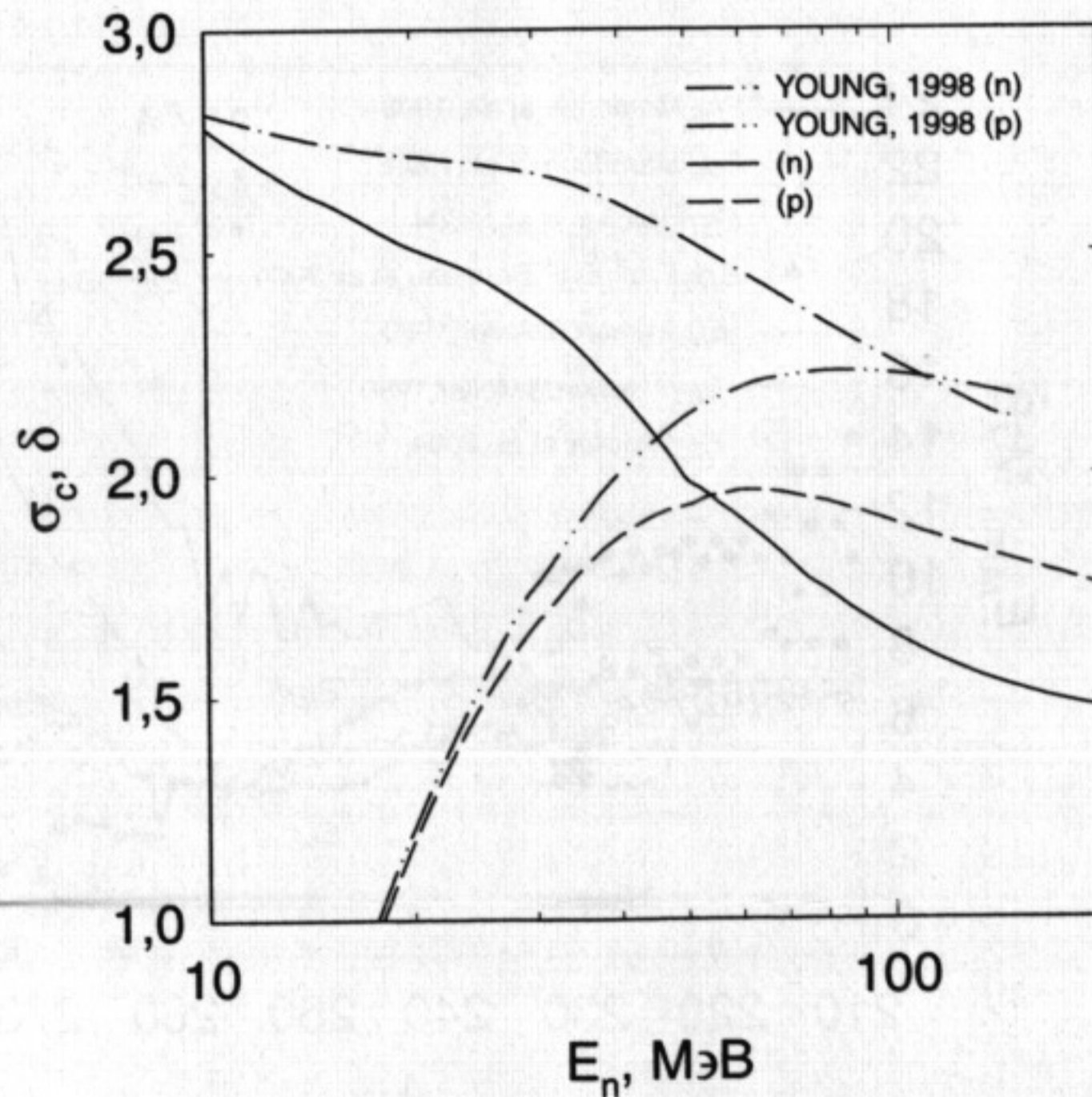


Рис. 30 Сечение реакции для $n + ^{238}\text{U}$.

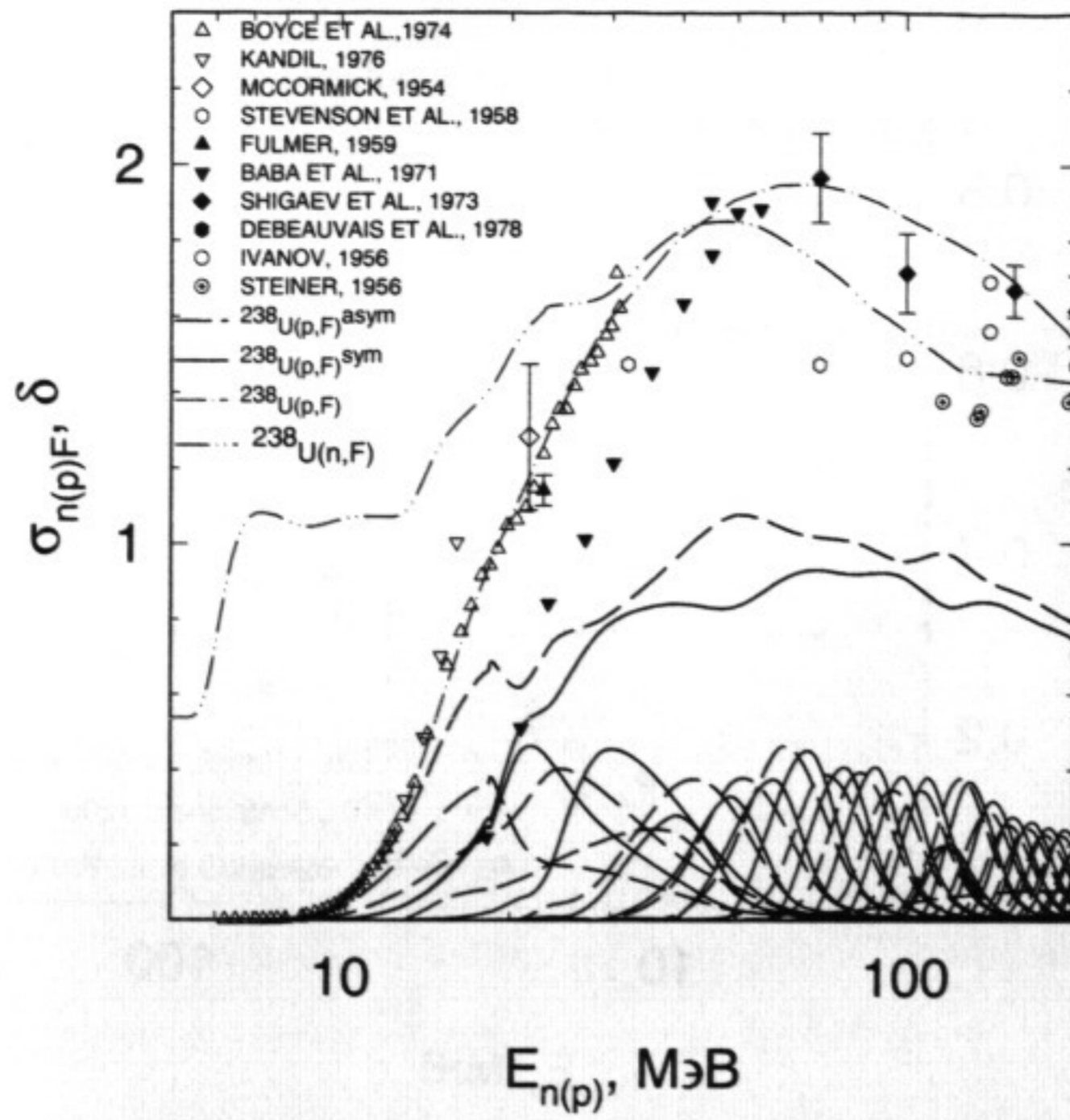


Рис. 31 Сечение деления $^{238}\text{U}(p,F)$

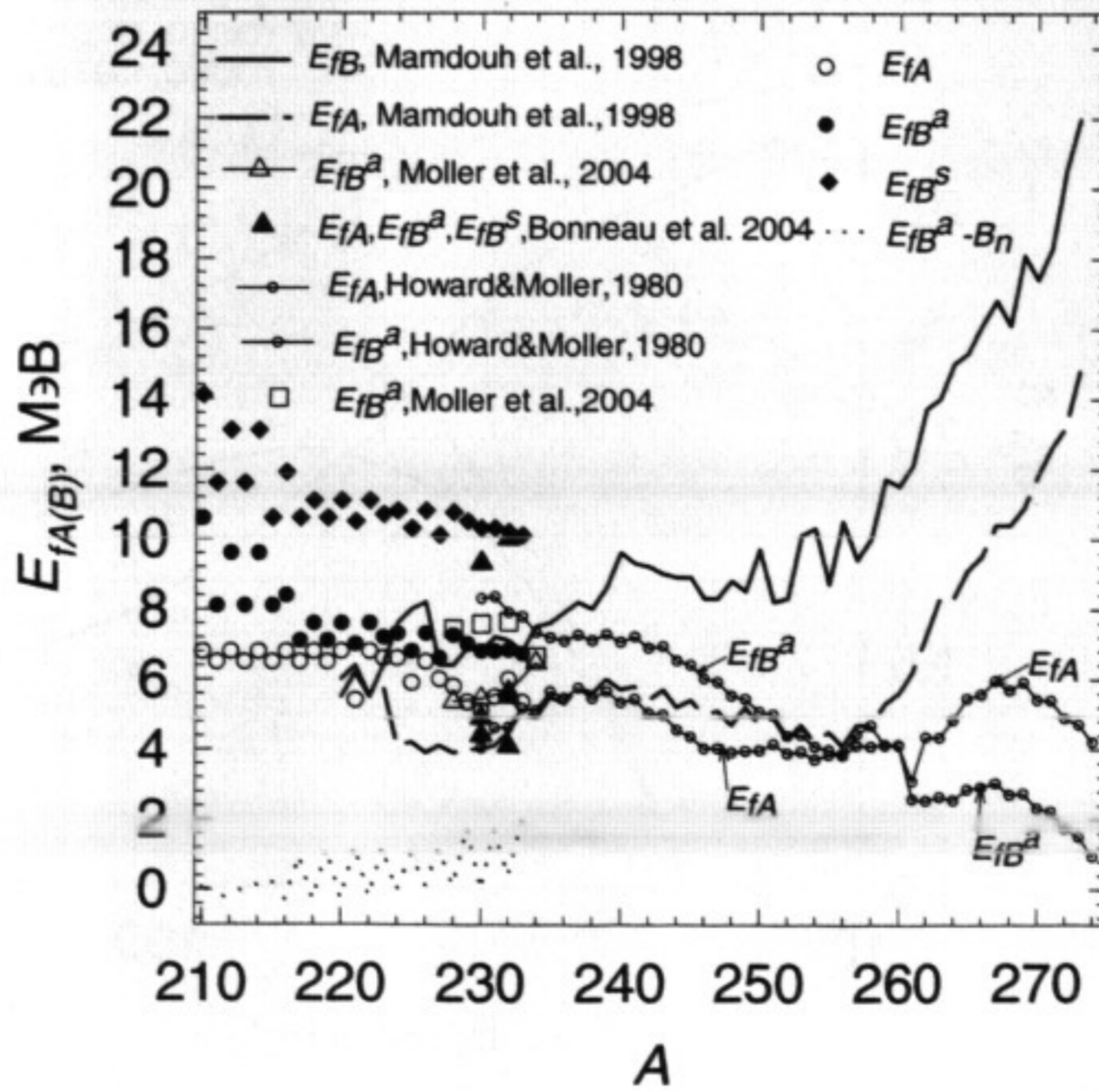


Рис. 32 Барьеры деления Th.

шего вклада в наблюдаемое сечение деления шансов деления с большим числом предделительных нейтронов (сплошная кривая на Рис. 20) выход симметричного деления снижается и введение достаточно слабого затухания неаксиальных деформаций на внешней седловой точке позволяет воспроизвести выход симметричного деления при энергии налетающих нейтронов $E_n \leq 200$ МэВ. Наблюдаемое сечение деления воспроизводится как сумма симметричного и асимметричного делений. Распределение вкладов эмиссионного деления, показанное сплошной кривой на Рис. 21, соответствует асимптотическому уменьшению параметра плотности уровней $\tilde{a}_f(U)$ с ростом энергии возбуждения от 20 до 200 МэВ на $\sim 10\%$ [56]. На Рис. 22 показаны относительные выходы симметричного деления для парциальных вкладов реакций $^{238}\text{U}(n,nf)$, $^{238}\text{U}(n,3nf)$, $^{238}\text{U}(n,8nf)$, $^{238}\text{U}(n,17nf)$. Относительные выходы симметричного деления для реакций $^{238}\text{U}(n,3nf)$ и $^{238}\text{U}(n,8nf)$ подобны, тогда как относительный выход симметричного деления в реакции $^{238}\text{U}(n,17nf)$ при $E_n \sim 200$ МэВ остается втрое ниже. Это обусловлено низкой энергией возбуждения делящегося ядра ^{222}U .

В статистическом подходе удается описать наблюдаемые сечения ^{233}U , ^{235}U (Рис. 23), ^{238}U и ^{237}Np нейтронами с энергией до 200 МэВ [56, 57, 58, 59]. Отношения выходов симметричного и асимметричного деления под действием нейтронов с энергией до 200 МэВ сравниваются на Рис. 24. Зависимость этого отношения от делимости ядра-мишени можно объяснить различиям вкладов эмиссионного деления в наблюдаемые сечения [59, 60, 61].

В случае ^{232}Th , ядра-мишени еще меньшей делимости, влияние затухания коллективных эффектов и уменьшения параметра $a_f(U)$ на сечение реакции $^{232}\text{Th}(n,F)$ при энергии внутреннего возбуждения $U > 20$ МэВ проявляется еще более ярко. В предположении отсутствия затухания вклада ротационных мод полное сечение реакции $^{232}\text{Th}(n,F)$ увеличивается до уровня, наблюдаемого для ядер-мишеней ^{235}U и ^{238}U с гораздо большей делимостью. Чувствительность полного сечения деления $^{232}\text{Th}(n,F)$ к вариации параметра плотности уровней делящихся ядер столь же значительна. Данные Щербакова и др. для $^{232}\text{Th}(n,F)$ удается воспроизвести только с учетом обоих эффектов в плотности уровней (см. Рис. 25). Таким образом, описание наблюдаемого сечения деления $^{232}\text{Th}(n,F)$ до $E_n = 200$ достигнуто в предположении преимущественного вклада делений нейтронодефицитных ядер Th [62]. Это согласуется с распределением шансов эмиссионного деления, позволяющим описать экспериментальное отношение сечений симметричного и асимметричного деления для реакции $^{238}\text{U}(n,F)$. Для реакции $^{232}\text{Th}(n,F)$ соотношение сечений симметричного и асимметричного деления, показанное на Рис. 25, получено основываясь на систематике разности высот внешних седловых точек для симметричного (SL) и асимметричного (S1+S2) деления для ядер U. Однако, соотношение барьеров симметричного и асимметричного деления ($E_{fBSL} - E_{fBS1(S2)}$) нейтронодефицитных ядер Th с $A \leq 226$ может меняться в сторону увеличения вклада симметричного деления (Itkis et al., (1995), Pokrovsky et al. (2000), К.-Н. Schmidt et al. (2000)). Для реакции $^{232}\text{Th}(n,F)$ это обстоятельство может привести к существенному росту вклада симметричного деления в реакциях $^{232}\text{Th}(n,xnf)$ в наблюдаемое сечение деления в диапазоне энергий налетающих нейтронов $E_n = 50-200$ МэВ. На Рис. 26 показано соотношение сечений симметричного и асимметричного деления для $^{232}\text{Th}(n,F)$, когда ($E_{fBSL} - E_{fBS1(S2)}) = 1.5$ МэВ для ядер Th с $A \leq 226$. Резкий рост сечения симметричного деления для $E_n \geq 50$ МэВ обусловлен существенным вкладом симметричного деления в деление нейтронодефицитных ядер Th при сравнительно низких энергиях возбуждения. Как видно на Рис. 26, 27, 28 при уменьшении числа нейтронов преобладание вклада симметричного деления в наблюдаемое сечение деления $^{229,230,232}\text{Th}(n,F)$ происходит при более низких энергиях E_n . Экспериментальные оценки (Itkis et al., (1995), Pokrovsky et al. (2000), К.-Н. Schmidt et al. (2000)) соотношения симметричного и асимметричного деления для ядер Th с $A \leq 226$ весьма противоречивы, отчасти это обусловлено различным вкладом эмиссионного деления в наблюдаемые массовые распределения в реакции $^{208}\text{Pb}(^{18}\text{O},f)$ (Pokrovsky et al. (2000)) и при делении релятивистского пучка ядер Th при электромаг-

нитном взаимодействии со свинцовой мишенью (К.-Н. Schmidt et al. (2000)). В последнем случае энергия возбуждения делящихся ядер равна ≈ 11 МэВ. На Рис. 29 показан вклад симметричного деления в наблюдаемое сечение деления для реакций $^{232}\text{Th}(n,F)$, $^{229}\text{Th}(n,F)$ и $^{225}\text{Th}(n,F)$. Экспериментальная оценка вклада симметричного деления в наблюдаемое массовое распределение в $^{208}\text{Pb}(^{18}\text{O},f)$ (Pokrovsky et al. (2000)) показана для эквивалентной энергии нейтронов $E_n \approx 20$ МэВ. Как видно, вклад симметричного деления в наблюдаемое сечение деления нейтронодефицитных ядер Th ($A \leq 226$) существенно зависит от соотношения барьеров симметричного и асимметричного деления.

В аналогичном подходе, в предположении $(E_{fBSL} - E_{fBSL(S2)}) = 3.5$ МэВ достигнуто выделение симметричной и асимметричной компонент в наблюдаемых сечениях сечений деления ядер Pu нейтронами с энергией до 200 МэВ [63, 64, 65, 66, 67].

Получен оптический потенциал модели жесткого ротатора, описывающий данные по рассеянию нейтронов и полному сечению ^{232}Th и ^{238}U до 200 МэВ с точностью $\sim 1\%$ [62, 68, 69]. Различия сечений реакции, для описания полного сечения с точностью $\sim 1\%$, и согласованного описания сечений деления до $E_n = 200$ МэВ и реакций $(n,2n)$ и $(n,3n)$ до 20 МэВ, может объясняться возбуждением коллективных уровней с энергией возбуждения $E_n > 1$ МэВ. Симметричное/асимметричное деление ^{237}Np [53, 59], ^{238}U нейтронами и ^{238}U протонами с энергией до 200 МэВ позволяет исследовать влияние входного канала на сечение деления. Обычно предполагается, что сечение поглощения протонов актинидами ниже сечения поглощения нейтронов, что существенно осложняет интерпретацию соотношения $\sigma(p,f)/\sigma(n,f) > 1$ для реакций $^{238}\text{U}(n,f)$ и $^{238}\text{U}(p,f)$. Для расчета оптических характеристик взаимодействия протонов с ядрами в нейтронный потенциал следует ввести изовекторные члены (с противоположными знаками), зависящие от параметра симметрии $\gamma = (N-Z)/A$ и кулоновскую поправку. Действительная V_R^n и мнимая W_D^n компоненты потенциала содержат изоспиновые члены. Для нейтронного и протонного потенциалов $V_R^{n(p)}$ и $W_D^{n(p)}$ изовекторные поправки входят с разным знаком, т.е. $V_R^p = V_R^n - 2\alpha\gamma$, $W_D^p = W_D^n - 2\beta\gamma$. Это приводит к тому, что сечение поглощения протонов выше сечения поглощения нейтронов при $E_n > 50$ МэВ (Рис. 30), такое же соотношение сохраняется и между сечениями реакции $^{238}\text{U}(p,F)$ и $^{238}\text{U}(n,F)$ (Рис. 31) [53, 59, 62].

Получено хорошее согласие теоретических и экспериментальных барьеров деления. Используемые предположения об асимметрии седловых конфигураций и относительных высотах внешних и внутренних горбов двугорбого барьера деления в целом согласуются с теоретическими расчетами для ядер Th [62], U и Pu. Барьеры деления ^{234}U и ^{236}U были вычислены Vonneau & Quentin (2004) по методу Хартри-Фока с учетом спаривания по методу БКШ с феноменологическим нуклон-нуклонным взаимодействием Скирмы. Их оценка внешнего масс-симметричного барьера деления для ^{236}U хорошо согласуется с экспериментальной величиной, полученной из описания сечения симметричного деления $^{235}\text{U}(n,f)$. Ввиду того, что микроскопические и макро-микроскопические расчеты проведены главным образом для нейтроно-избыточных ядер, для увеличения надежности далеких экстраполяций за пределы исследованного экспериментально диапазона массовых чисел, необходимы исследования в области нейтронодефицитных ядер Th, U и Pu. Сравнение теоретических и экспериментальных барьеров деления ядер Th приведено на Рис. 32.

Глава 4

ЯДЕРНЫЕ ДАННЫЕ ДЛЯ U-Th ЦИКЛА

Методы теоретического анализа нейтронных сечений, описанные в главах 1 и 2 использованы для оценки нейтронных сечений и эмиссионных спектров ядер ^{238}U [70, 71, 72, 73], ^{232}Th [33, 74, 75], ^{232}U [76], ^{234}U [77], ^{233}U [78, 79], ^{231}Pa [80, 81, 82], ^{233}Pa [81, 82, 83] для

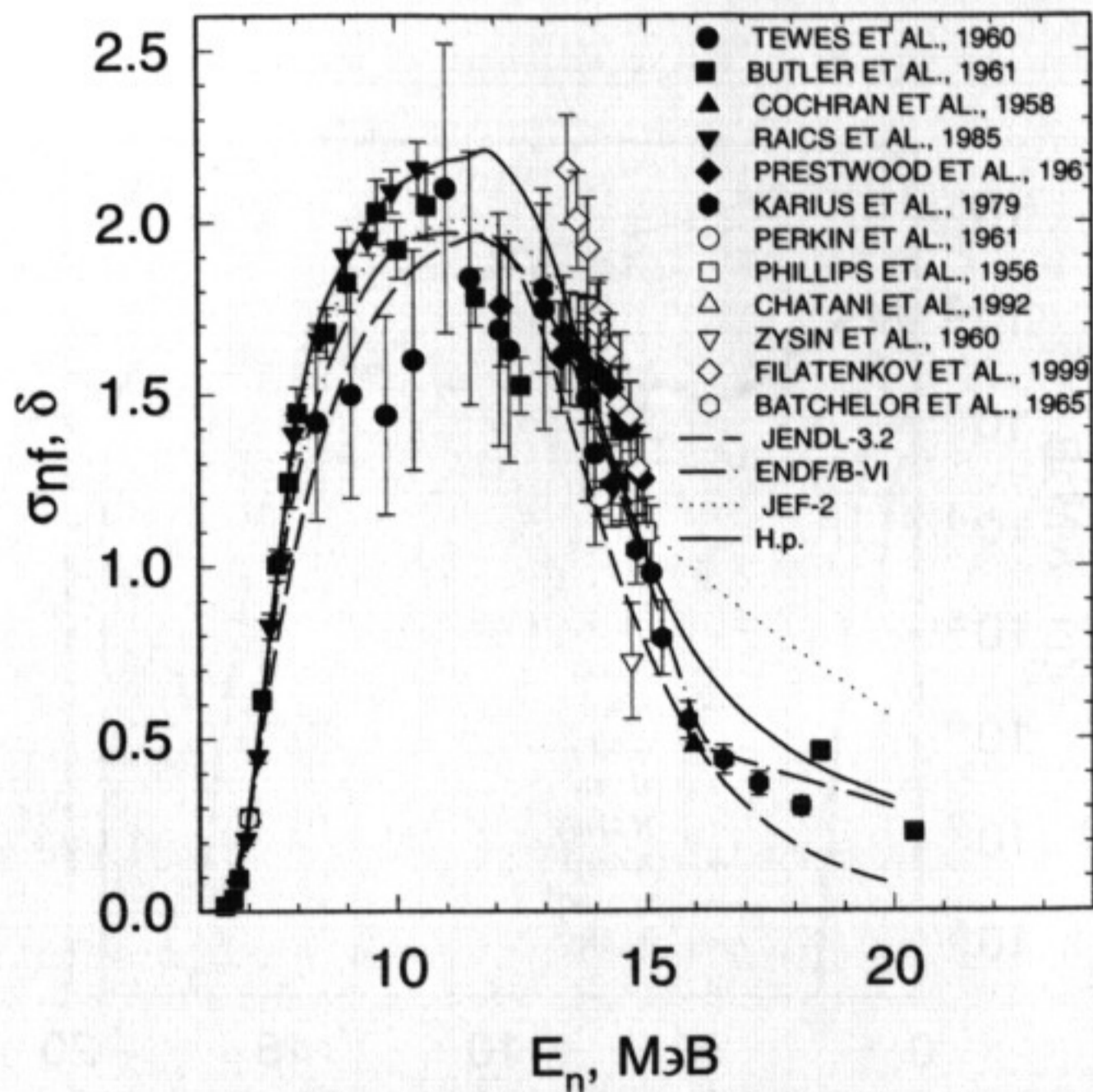


Рис. 33 Сечение реакции $^{232}\text{Th}(n,2n)$.

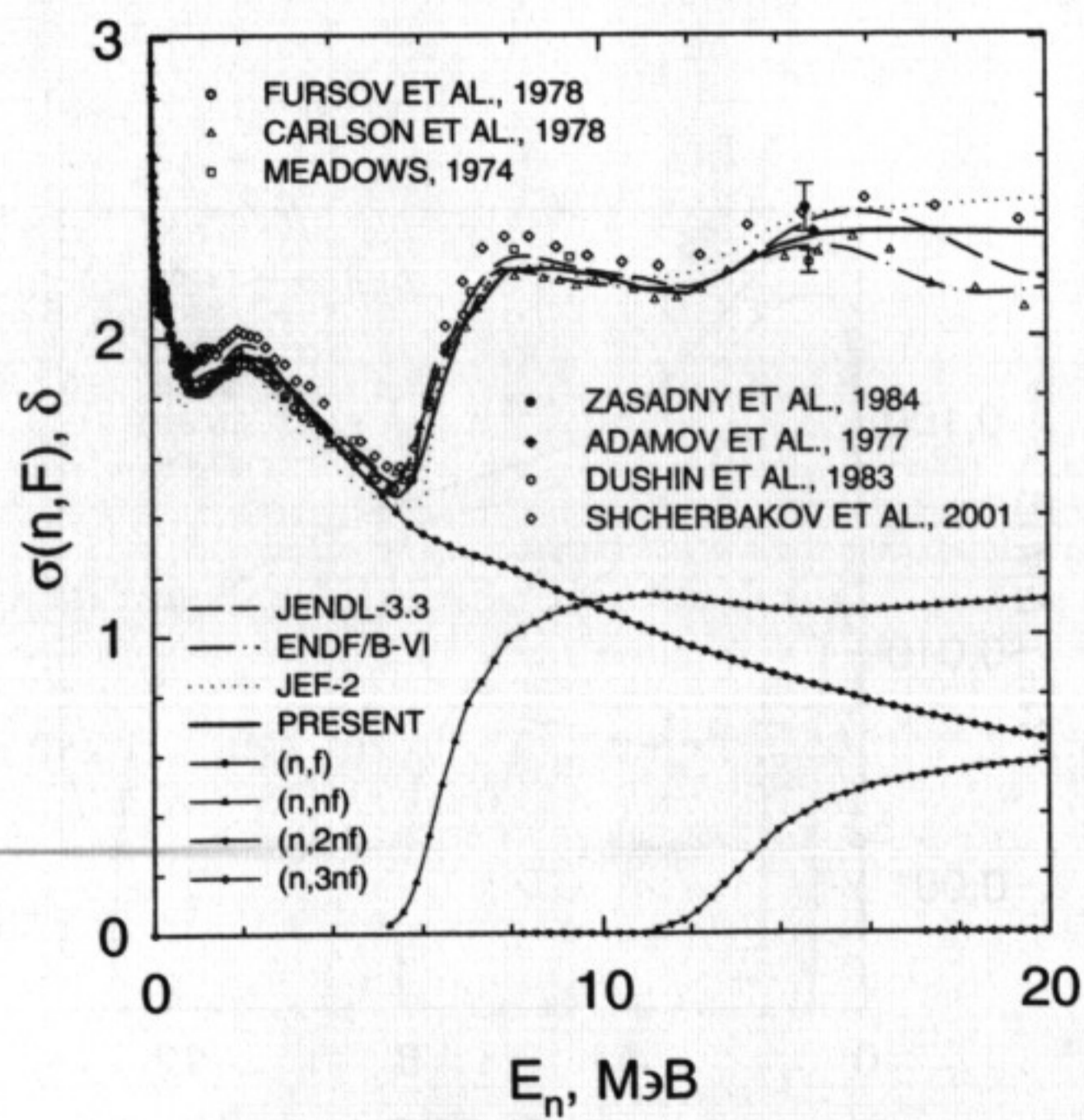


Рис. 34 Сечение деления $^{233}\text{U}(n,F)$.

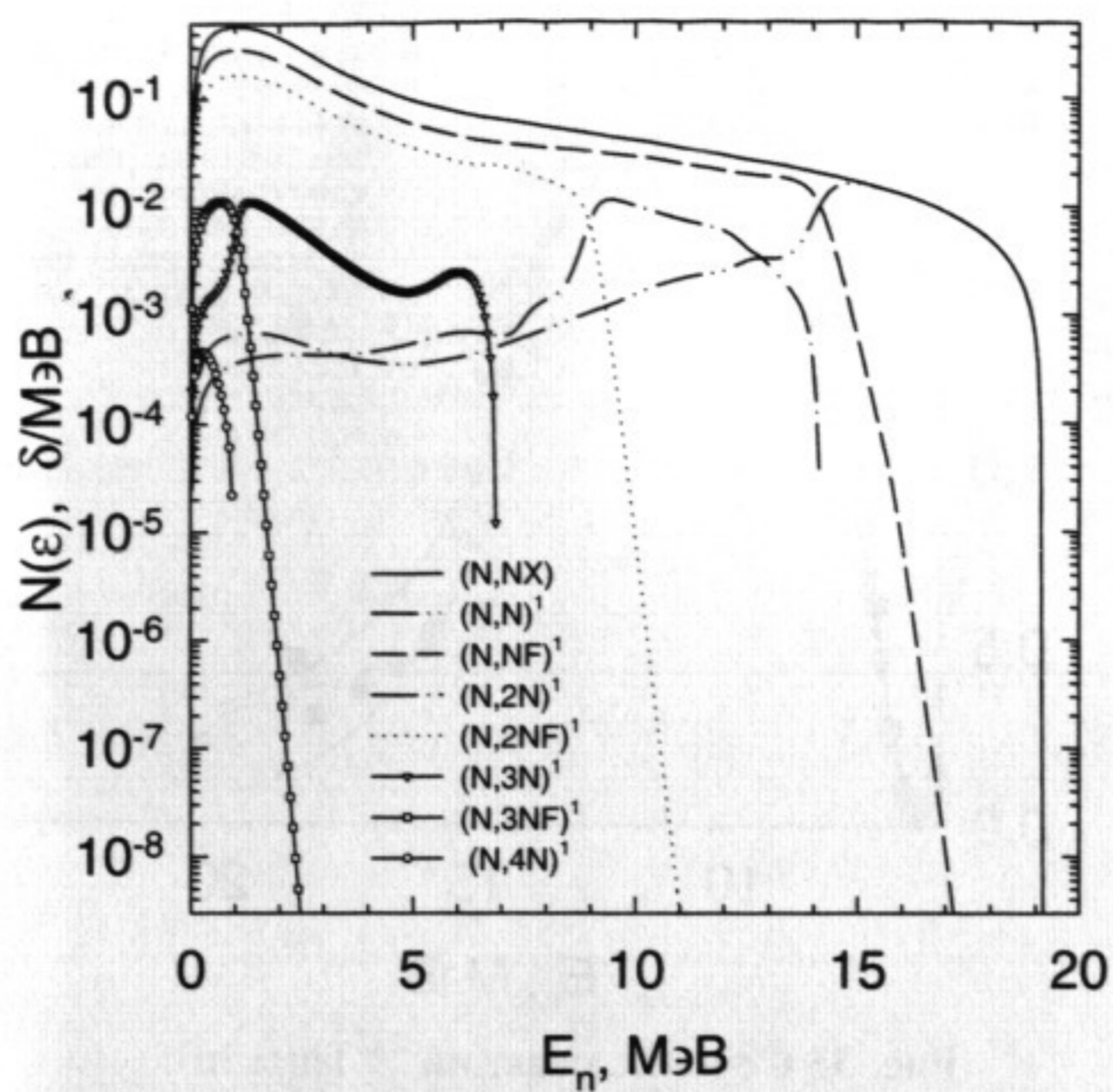


Рис. 35 Компоненты спектра первого нейтрона для $^{233}\text{U}(n,F)$, $E_n = 20$ МэВ.

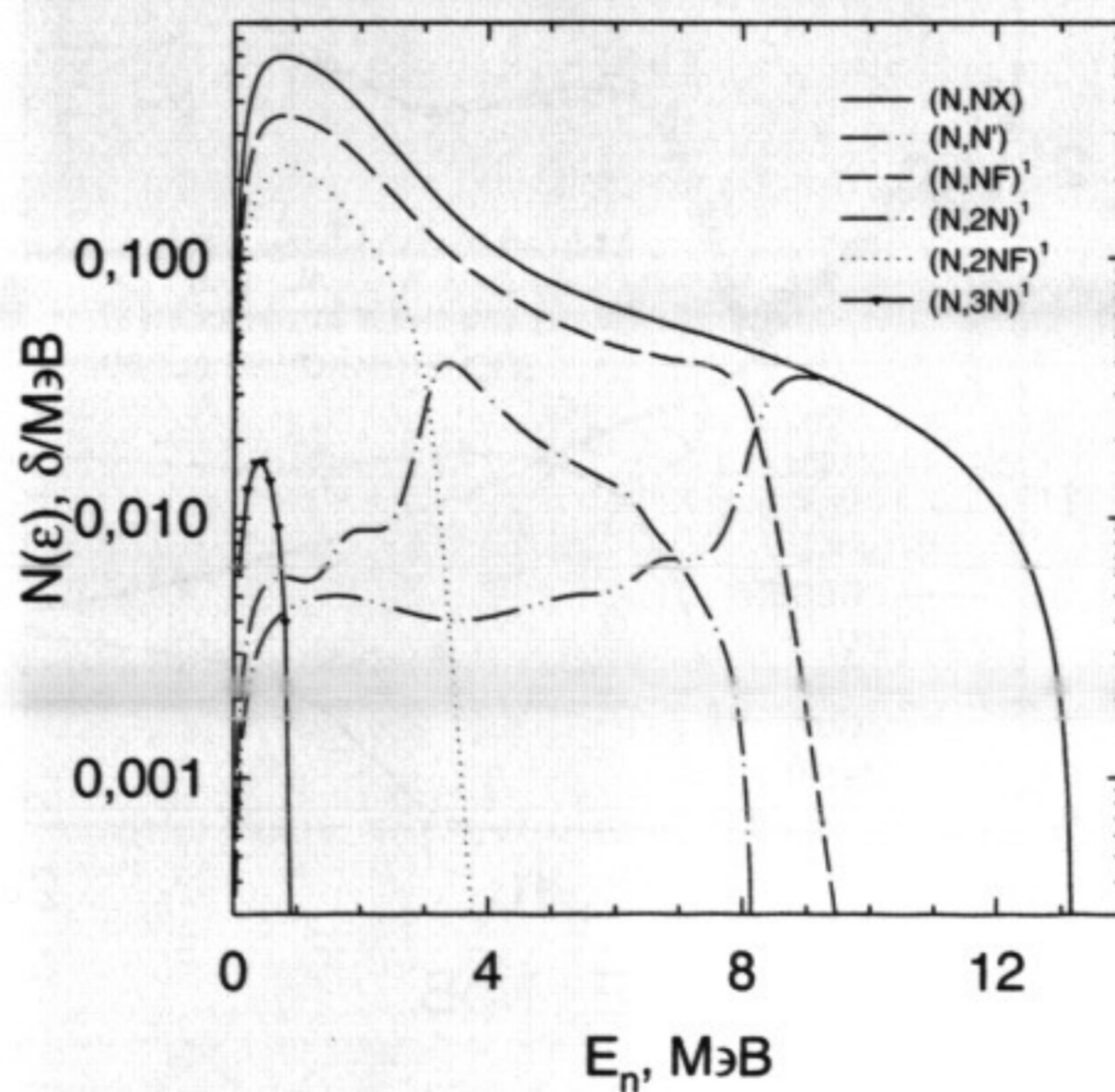


Рис. 36 Парциальные составляющие спектра мгновенных нейтронов деления $^{233}\text{U}(n,F)$ для $E_n = 14$ МэВ.

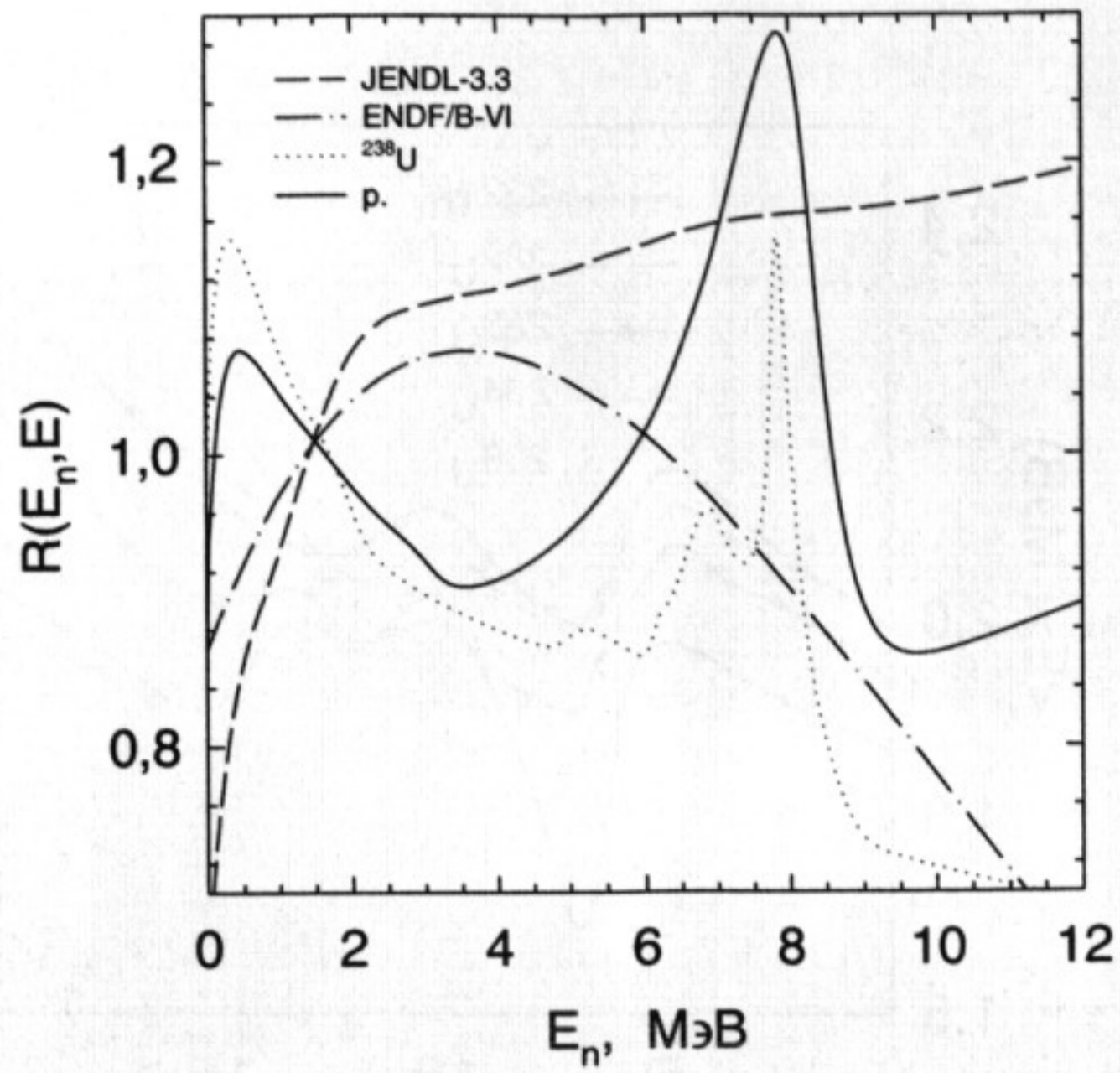


Рис. 37 Спектр мгновенных нейтронов деления для $^{233}\text{U}(n, F)$, $E_n = 14.7$ МэВ.

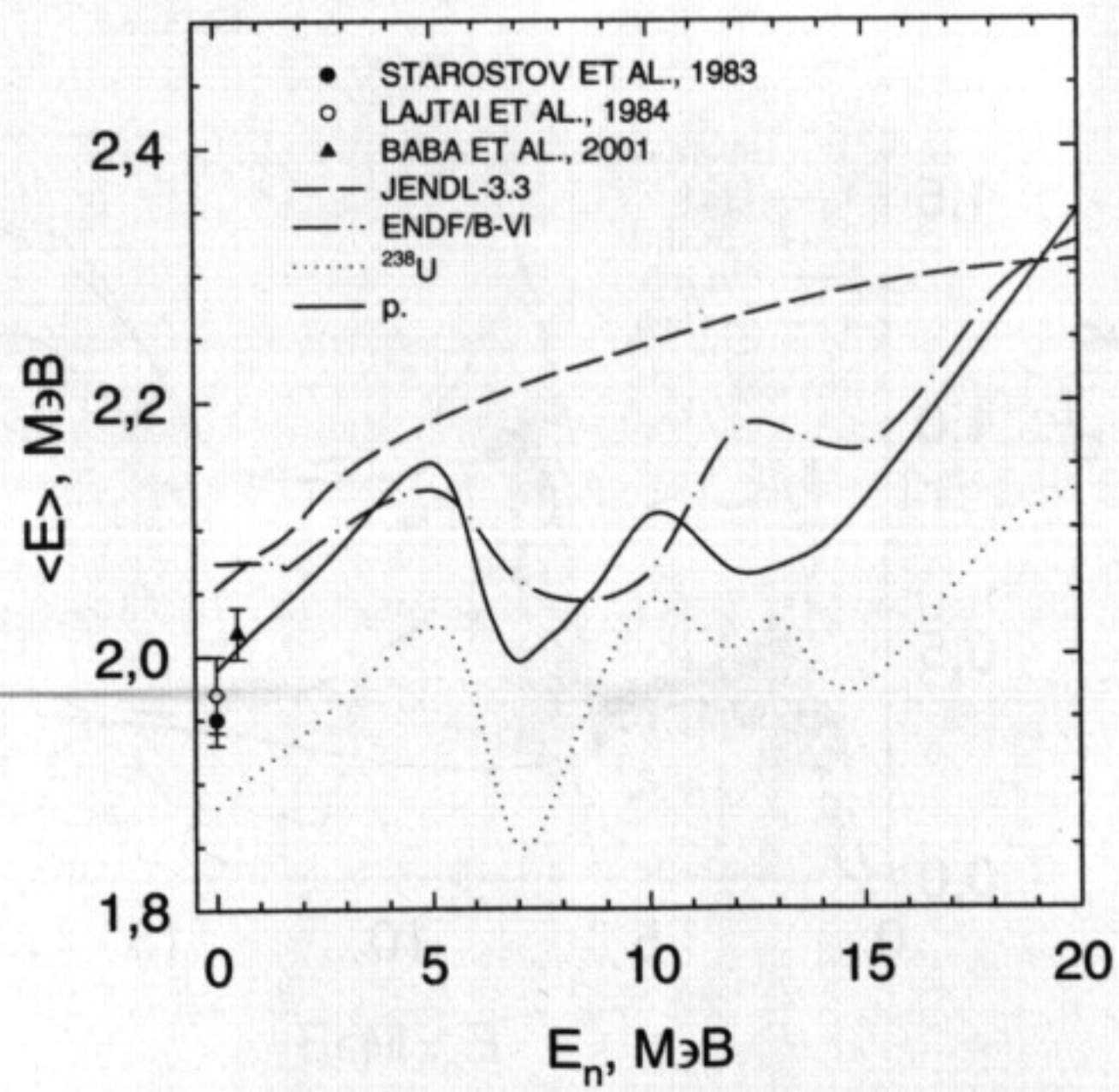


Рис. 38 Средняя энергия спектра мгновенных нейтронов деления для $^{233}\text{U}(n, F)$.

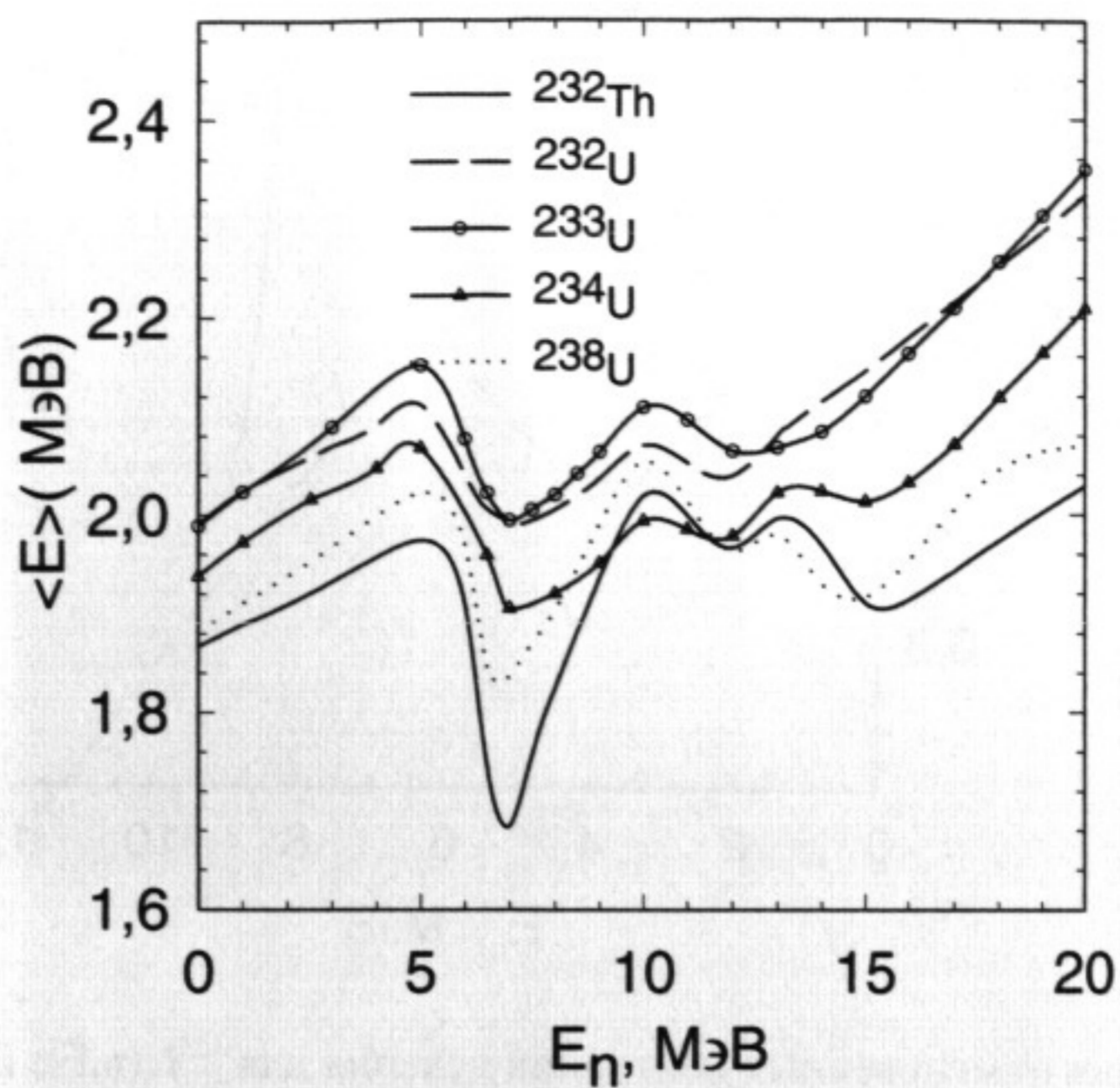


Рис. 39 Средняя энергия спектра мгновенных нейтронов деления для ядер-мишеней U и Th.

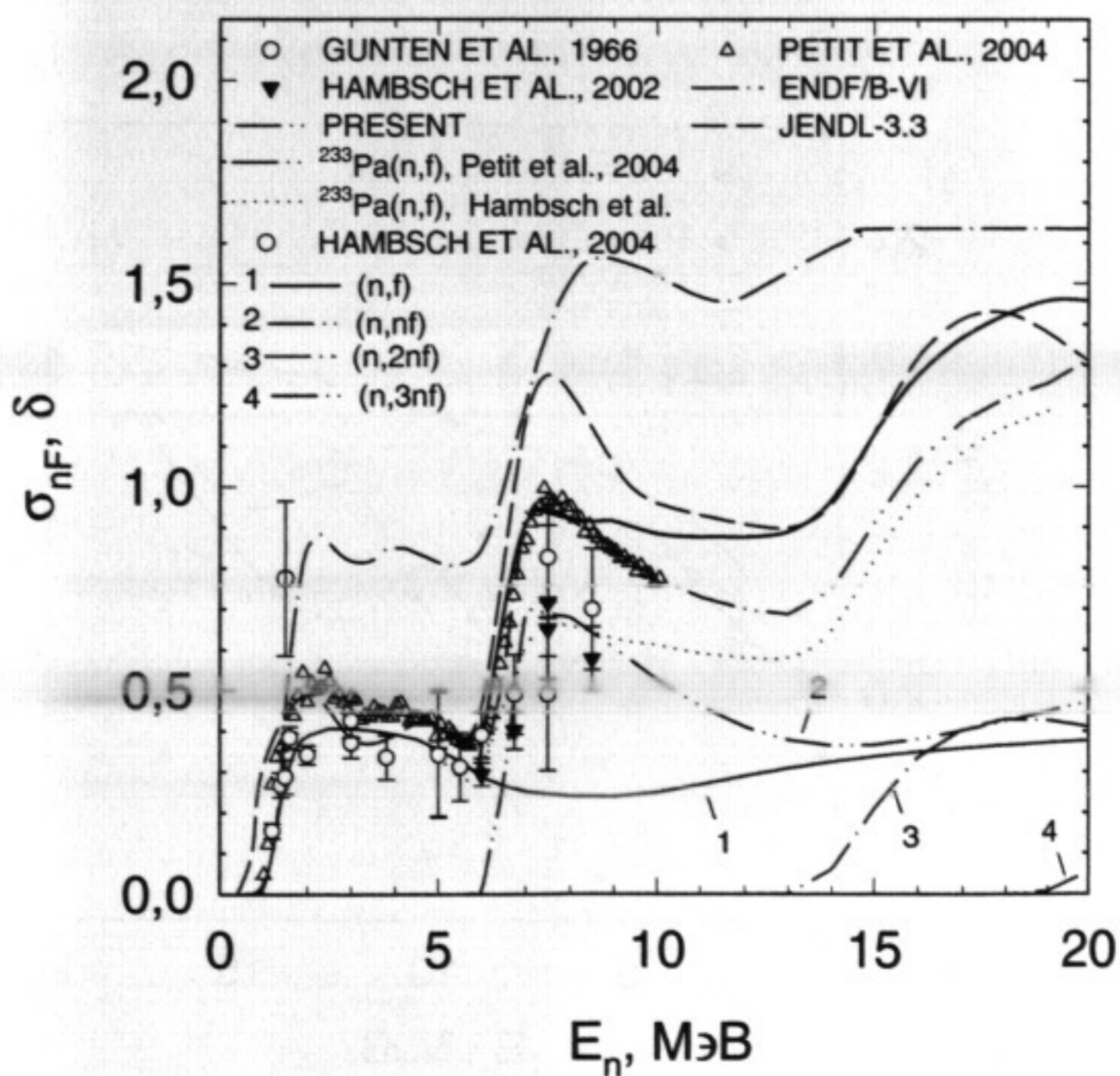


Рис. 40 Сечение деления $^{233}\text{Pa}(n,F)$.

ядер U-Th топливного цикла. Оценка сечения реакции $^{232}\text{Th}(n,2n)$ (2001) [74], которая дает важный вклад в накопление ^{232}U , была подтверждена новыми измерениями в 2003 г. (Рис. 33). Выделение вкладов сечений деления $^{233}\text{U}(n,f)$, $^{233}\text{U}(n,nf)$ и $^{233}\text{U}(n,2nf)$ в наблюдаемое сечение деления $^{233}\text{U}(n,F)$ (Рис. 34), и парциальных компонент в спектре 1-го (Рис. 35), второго и третьего нейтронов позволяет предсказать парциальные вклады эмиссионного деления в наблюдаемый спектр МНД реакции $^{233}\text{U}(n,F)$ (Рис. 36). На Рис. 37 показано отношение наблюдаемого спектра МНД реакции $^{233}\text{U}(n,F)$ к максвелловскому спектру. Широкий пик вблизи $\varepsilon \sim 8$ МэВ определяется вкладом предделительных нейтронов реакции $^{233}\text{U}(n,nf)$. Этот же эффект существенно проявляется в средней энергии спектра МНД (Рис. 38) в виде «провалов» вблизи порогов реакций $^{233}\text{U}(n,nf)$ и $^{233}\text{U}(n,2nf)$ [46, 78]. Подобные «провалы» наблюдаются и в других ядрах, их величина коррелирует с вкладами реакций (n,xnf) в наблюдаемое сечение деления [45, 84, 85] (см. Рис. 39) Во всех библиотеках оцененных данных эта вариация средней энергии спектра МНД либо игнорируется, либо делаются попытки воспроизвести ее за счет произвольной вариации вкладов эмиссионного деления в наблюдаемое сечение деления.

Ключевое значение для описания наблюдаемых сечений деления актинидов имеет сечение деления безэмиссионного деления (первого шанса). Для взаимодействия $n+^{232}\text{Th}$ согласованное описание сечений деления $^{232}\text{Th}(n,F)$ и $^{232}\text{Th}(n,2n)$, а также спектров МНД позволяет определить делимость ядра ^{232}Th , делящегося в реакции $^{232}\text{Th}(n,nf)$. Сечение деления $^{231}\text{Th}(n,f)$, полученное с помощью данных $^{230}\text{Th}(t,pf)$, хорошо согласуется с нашей оценкой делимости ^{232}Th [11]. Показано, что сечение деления $^{231}\text{Th}(n,f)$ существенно зависит от положения коллективных уровней отрицательной четности октупольной полосы $K^\pi=0^-$ в делящемся ядре ^{232}Th и свидетельствует о значительном понижении полосы $K^\pi=0^-$ приседловых деформациях. Это означает, что конфигурация ядра ^{232}Th в области внешней седловой точки является мягкой относительно масс-асимметричных деформаций отрицательной четности. Подобные эффекты проявляются и для ядра ^{230}Th (см. сечения реакций $^{230}\text{Th}(n,F)$ и $^{229}\text{Th}(n,F)$ на Рис. 27 и Рис. 28, соответственно) Согласованность данных по делимостям ядер ^{232}Th и ^{236}U , определенным в реакциях передачи типа (t,pf) с прямыми нейтронными измерениями сечений деления, позволяет использовать данные по делимостям из реакций передачи для оценки сечений деления выше порога реакции (n,nf) . Эта возможность особенно актуальна для ядер Pa, где прямые измерения противоречивы. В случае реакций $^{231}\text{Pa}(n,f)$ и $^{233}\text{Pa}(n,f)$ использование данных по делимостям ядер ^{230}Pa , ^{231}Pa и ^{233}Pa позволяет воспроизвести наиболее надежные данные по сечению деления $^{231}\text{Pa}(n,f)$ и предсказать сечение $^{233}\text{Pa}(n,f)$ выше порога реакции $^{233}\text{Pa}(n,nf)$ (Рис. 40). Получена согласованная оценка сечений деления $^{231}\text{Pa}(n,F)$, $^{232}\text{Pa}(n,F)$ и $^{233}\text{Pa}(n,F)$ до $E_n = 20$ МэВ [81, 82].

Глава 5

ЯДЕРНЫЕ ДАННЫЕ ДЛЯ МИНОРНЫХ АКТИНИДОВ (NP, PU, AM, CM)

Задачи трансмутации высокоактивных отходов ядерного топлива, содержащих изотопы нептуния, америция и кюрия, выдвигают доаольно высокие требования к библиотекам оцененных ядерных данных. Этим обстоятельством обусловлены новые экспериментальные исследования интегральных и дифференциальных сечений минорных актинидов. С другой стороны, возможности теории ядерных реакций низких энергий в этом отношении еще далеко не исчерпаны.

Методы теоретического анализа нейтронных сечений, описанные в главах 1 и 2, использованы для оценки нейтронных сечений для ядер ^{238}Np , ^{238}Pu , ^{242}Pu , ^{241}Am , ^{242m}Am , ^{224g}Am , ^{243}Am , ^{243}Cm , ^{245}Cm , ^{246}Cm . На Рис. 41 ($^{241}\text{Am}(n,f)$), Рис. 42 ($^{242m}\text{Am}(n,f)$), Рис. 43 ($^{243}\text{Am}(n,f)$), Рис. 44 ($^{241}\text{Am}(n,2n)$) представлены результаты согласованной оценки сечений

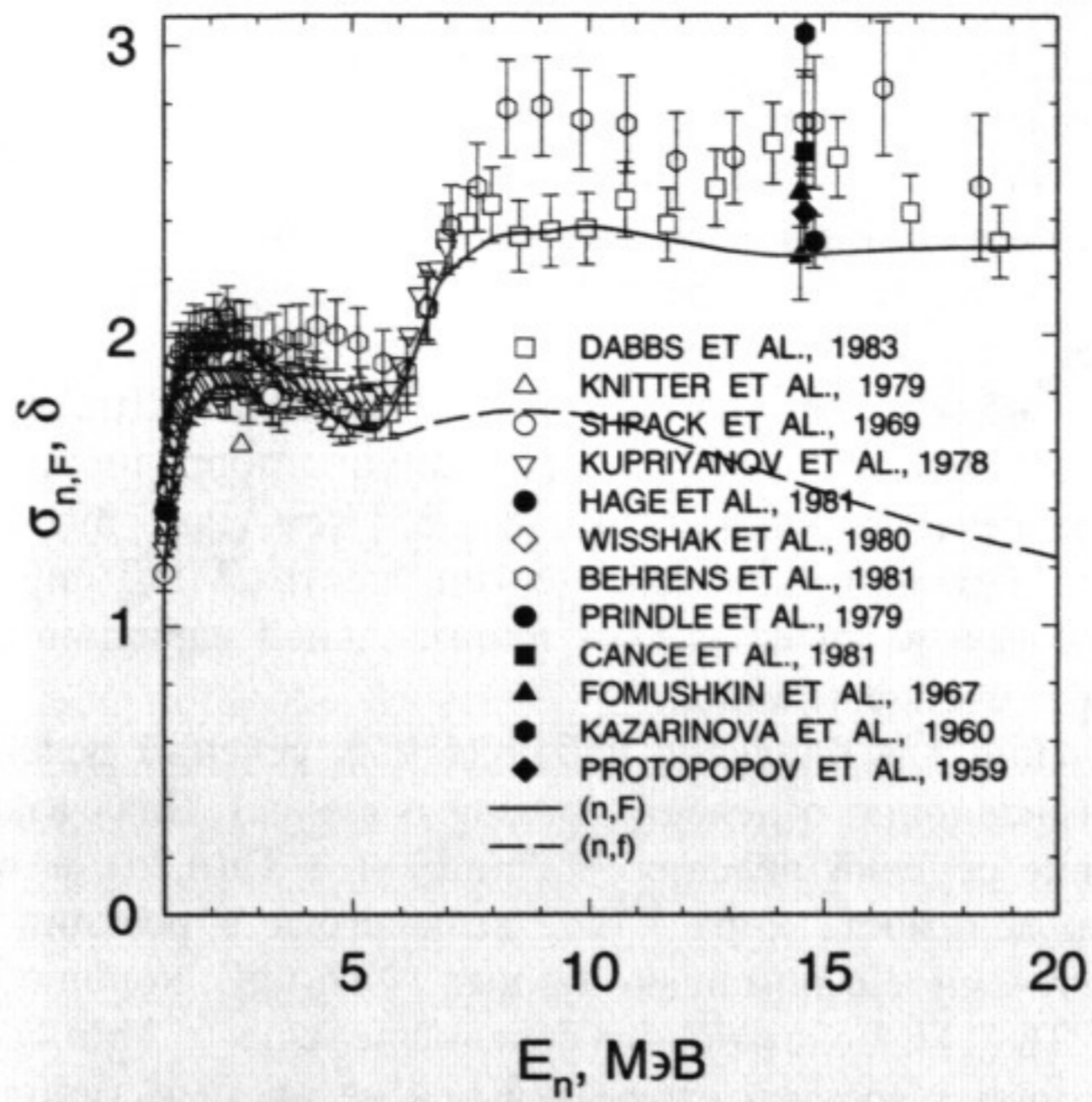


Рис. 41 Сечение деления $^{241}\text{Am}(n,F)$.

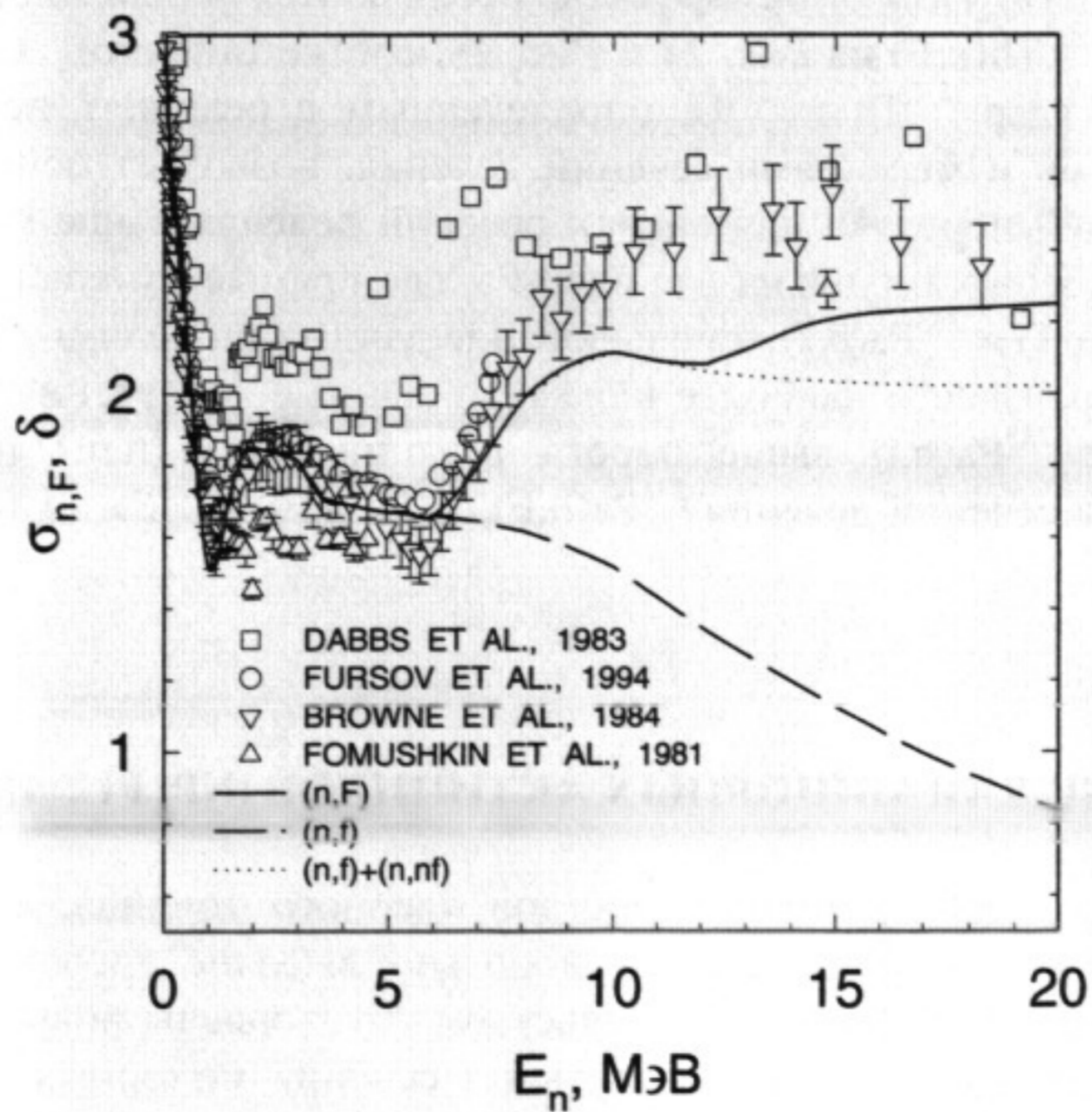


Рис. 42 Сечение деления $^{242m}\text{Am}(n,F)$.

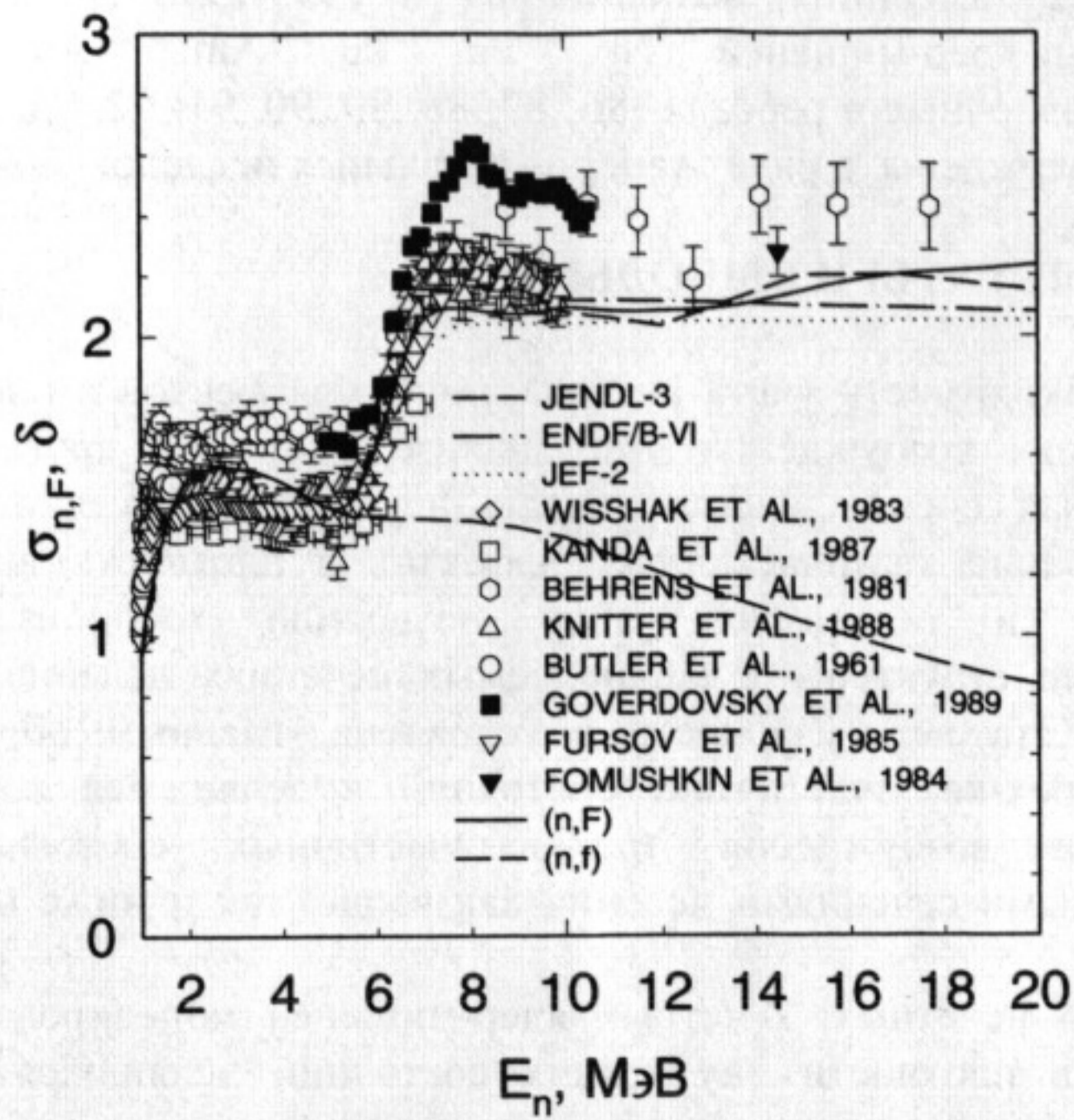


Рис. 43 Сечение деления $^{243}\text{Am}(n,F)$.

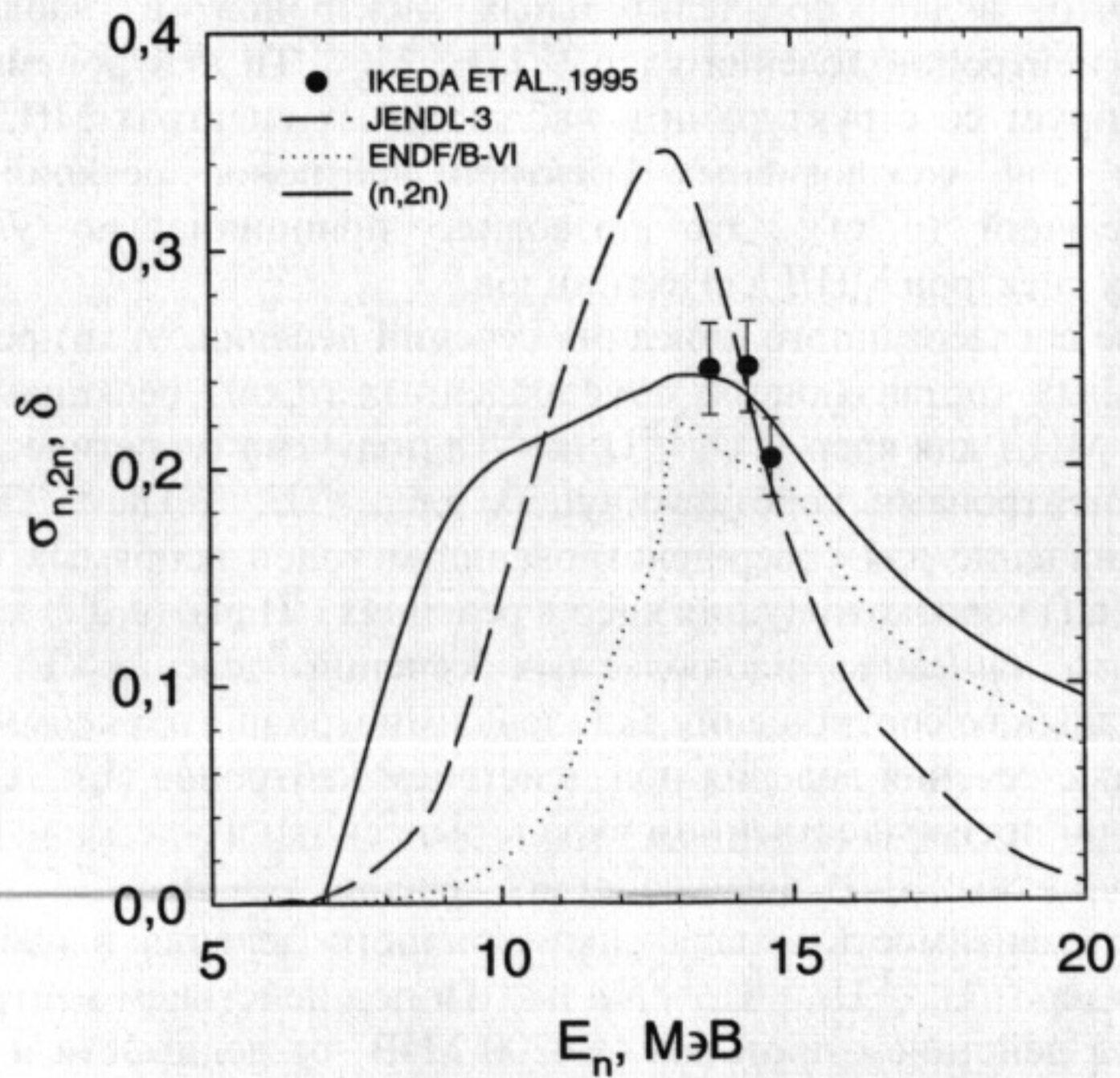


Рис. 44 Сечение $^{241}\text{Am}(n,2n)$.

деления цепочки ядер америция, выполненные в 1995-1998 гг. В последующие годы оцененные сечения для ядер-мишеней ^{238}Np , ^{238}Pu , ^{242}Pu , ^{241}Am , $^{242\text{m}}\text{Am}$, $^{224\text{g}}\text{Am}$, ^{243}Am , ^{243}Cm , ^{245}Cm , ^{246}Cm , представленные в работах [86, 87, 88, 89, 90, 91, 92, 93, 94, 95, 96, 97, 98, 99, 100, 101], были подтверждены в ряде экспериментальных исследований.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

1. Показана необходимость учета квазичастичных эффектов в плотности уровней при низких энергиях возбуждения при анализе широкого круга экспериментальных данных, включая сечения деления, захвата, неупругого рассеяния и реакции (n,2n).
 - Моделирование квазичастичных эффектов в плотности внутренних состояний делящихся и остаточных ядер позволило воспроизвести надпороговые ступенчатые структуры в наблюдаемых сечениях деления четно-четных ядер-мишеней. Эта нерегулярность обусловлена, главным образом, возбуждением одно- и трех-квазичастичных состояний в делящемся ядре. Оценки порогов деления и возбуждения трехквазичастичных состояний согласуются с наблюдаемыми сечениями деления как выше, так и ниже наблюдаемого порога деления.
 - В случае N-нечетных, Z-четных ядер-мишеней моделирование квазичастичных эффектов в плотности внутренних состояний делящихся и остаточных ядер позволило воспроизвести ступенчатые структуры в наблюдаемых сечениях деления. Полученные феноменологические оценки плотности уровней для нечетных и четных ядер могут быть полезны при микроскопическом моделировании плотности уровней при малых энергиях возбуждения.
2. Показано, что вклад предделительных нейтронов в наблюдаемые спектры мгновенных нейтронов деления ядер ^{235}U , ^{238}U , ^{232}Th нейтронами с энергией до 20 МэВ коррелирует со структурами в наблюдаемых спектрах МНД. Такие корреляции установлены для эксклюзивных спектров нейтронов реакций (n,pf) и первого нейтрона реакций (n,2nf). Это позволило принципиально улучшить методику предсказания спектров МНД для актинидов.
 - На основе согласованного описания сечений деления, (n,xn)-реакций и выделения парциальных составляющих, обусловленных (n,xnf) реакциями, в наблюдаемых спектрах МНД для ядер ^{235}U , ^{238}U и ^{232}Th получена теоретическая оценка сечений деления нейтронами короткоживущих ядер ^{237}U , ^{231}Th , ^{230}Th , ^{229}Th , что имеет важное значение для совершенствования методов непрямых измерений сечений реакций (n,f) короткоживущих ядер в реакциях (^3H ,pf), (d,d'f) и др.
3. Показано, что описание наблюдаемых сечений деления Th, U, Np и Pu в экспериментального соотношения вкладов симметричного и асимметричного деления в наблюдаемые сечения деления под действием нейтронов ($E < 200$ МэВ) может быть достигнуто при преимущественном вкладе эмиссионного деления (n,xnf), т.е. деления нейтронодефицитных ядер, в наблюдаемое сечение деления.
 - Выявлена зависимость вклада симметричного деления в наблюдаемые сечения деления ядер ^{233}U , ^{235}U , ^{238}U , ^{237}Np и ^{232}Th под действием нейтронов ($E < 200$ МэВ) и ^{238}U под действием протонов ($E < 200$ МэВ) от делимости ядра-мишени и типа налетающей частицы.
 - Получен оптический потенциал для описания взаимодействия нейтронов и протонов с энергией 1 кэВ – 200 МэВ с ядрами ^{238}U и ^{232}Th .
4. На основе моделирования коллективных, сверхтекучих и оболочечных свойств ядер-актинидов при описании сечений деления (n,f) получены экспериментальные барьеры асимметричного деления ядер от Th до Cf, и симметричного деления ядер Th, U, Np, Pu, весьма хорошо согласующиеся с данными расчетов по методу оболочечной поправки. Исследована зависимость величины барьера от асимметрии деформации

седловой точки. Параметры барьеров деления включены в качестве рекомендованных в библиотеку RIPL (Эталонных параметров для расчета сечений) в Секции ядерных данных МАГАТЭ.

5. В рамках единого подхода выполнена оценка нейтронных сечений для нейтронов с энергией 0.001 - 20 МэВ для ядер ^{238}Np , ^{238}Pu , ^{242}Pu , ^{241}Am , $^{242\text{m}}\text{Am}$, $^{224\text{g}}\text{Am}$, ^{243}Am , ^{243}Cm , ^{245}Cm , ^{246}Cm , ^{238}U , ^{232}Th , ^{232}U , ^{233}U , ^{234}U , ^{231}Pa , ^{233}Pa . Файлы оцененных нейтронных данных вошли в целый ряд библиотек ядерных данных.
 - Показана важность корректной оценки сечений деления для предсказания сечений конкурирующих реакций.
 - Проведен теоретический анализ наблюдаемых сечений неупругого рассеяния для ядра-мишеней ^{238}U и ^{232}Th с учетом возбуждения вибрационных уровней. Указаны причины расхождения оценок различных библиотек.
6. Совокупность выполненных работ представляет собой комплекс методов, который позволяет исследовать эволюцию коллективных, сверхтекучих и оболочечных свойств ядер-актинидов в широкой области энергий возбуждения и существенно повысить надежность оценки нейтронных сечений и спектров МНД для актинидов в области энергий нейтронов до 200 МэВ. Это имеет важное значение как для решения прикладных задач (трансмутация радиоактивных отходов ядерной энергетики, Th-U ядерный реактор), так и для физики деления.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах:

1. Maslov V.M., "Fission Level Density and Barrier Parameters for Actinide Neutron-Induced Cross Section Calculations", INDC(BLR)-013/L, 1998, IAEA, Vienna
2. Maslov V.M., "Actinide Neutron-Induced Fission up to 20 MeV", Nuclear Reaction Data and Nuclear Reactors, International Center for Theoretical Physics Lecture Notes, 14 March – 14 April, Trieste, Italy, No.1, pp. 231-268 (2001)
3. Игнатюк А.В., Клепацкий А.Б., Маслов В.М., Суховицкий Е.Ш. "Анализ сечений деления изотопов U и Pu нейтронами", Ядерная физика, 1985, т. 42, в. 9, с. 569.
4. Maslov V.M. "Fission Level Densities", In: Handbook for calculations of nuclear reaction data, Reference input parameter library, IAEA-TECDOC-1034, 1998, IAEA, Vienna, p. 81.
5. Maslov V.M. "Evidence of Pair Correlations in Neutron-induced Fission Cross Sections", Proc. International Conf. Nuclear Data for Science and Technology, May 19-24, 1997, Trieste, Italy, p. 1320.
6. Maslov V.M. "Evidence of Pairing Effects in Actinide Neutron-Induced Fission", Proc. Intern. Workshop Physics of Fission, October, 12-16, 1998, Obninsk, Russia, pp. 19-30.
7. Maslov V.M. "Above-threshold Structure in ^{244}Cm Neutron-induced Fission Cross Section", International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei, April 27-30, 1996, Dubna, JINR, Russia, p. 326.
8. Ignatjuk A.V. and Maslov V.M. "Pairing effects in neutron fission cross section for actinides", Nuclear Data for Science and Tech. Proc. Int. Conf., Julich, Germany, 1991, pp.153-155.
9. Игнатюк А.В., Маслов В.М. "Эффекты парной корреляции нуклонов в сечении деления ^{235}U нейтронами", 1991, т.54, в. 3(9), с.647.
10. Ignatjuk A.V. and Maslov V.M., "Fission model for cross section calculations", Proc. Int. Symp. Nuclear Data Evaluation Methodology, Brookhaven, USA, October 12-16, 1992 (World Scientific, 1993) p.440.
11. Maslov V. M., "Pairing effects in ^{232}Th neutron-induced fission cross section", Nuclear Physics (Elsevier), A743, 236-255, 2004.
12. Maslov V.M. "Evidence of Pair Correlations in Neutron-Induced Fission of ^{238}Pu ", Ядерная физика, т. 626, сс. 214-222, 2000.

13. Maslov V.M. "Above-threshold Structure in 244-Cm Neutron-induced Fission Cross Section" Selected Papers of ISTC Workshop on Nuclear Data for Minor Actinides, May 27-30 1996, JAERI, Tokaj, Japan, JAERI-Conf, 97-001, March, 1997, (Ed.) Jun-ichi Katakura, p.60
14. Maslov V.M. and Kikuchi Y. "Statistical Model Calculations of the 232-U Fission Cross Section", Nucl. Sci. Eng., 124, 1996, 492-497.
15. Maslov V.M., Porodzinskij Yu. V., Baba M., Hasegawa A., Tetereva N.A. "Neutron-induced fission of ^{232}U ", Proc. of the 10th International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei, May 22-25, 2002, Dubna, E3-2003-10, Russia, pp. 233-240, 2003.
16. Maslov V. M, Porodzinskij Yu.V., Tetereva N.A., Baba M., Hasegawa A., "Evaluation of the resolved and unresolved resonance range of ^{232}U ", Journal Annals of Nuclear Energy (UK), vol. 30, pp. 1155-1179, 2003.
17. Klepatskij A.B. and Maslov V.M., "Fast neutron nuclear data: 239-Pu revision and Am status", Nuclear Data for Science and Technology, Proc. Int. Conf. Julich, 1991, 881. Springer-Verlag, 1992, Berlin.
18. Maslov V.M., "Pairing effects in actinide (n,2n) reaction cross sections", Proc. Int. Conf. Nuclear Data for Science and Technology, Gattlinburg, USA, May 13-17, 1994 (ANS, 1992) p. 457.
19. Maslov V.M., "Pairing Effects in $^{239}\text{Pu}(n,2n)$ Reaction Cross Section", Zeit. Phys. A, Hadrons & Nuclei, 347 (1994) 211.
20. Maslov V.M., Kornilov N.V., Kagalenko A. B., Tetereva N.A. "Prompt fission neutron spectra of ^{235}U up above emissive fission threshold", Nuclear Physics, Elsevier, vol. 760, 274-302 (2005).
21. Maslov V.M. "Actinide Capture Cross Section Analysis", Proc. 9th International Conference Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics, October 8-12, 1996, Budapest, Hungary, p..
22. Maslov V.M., Porodzinskij Yu. V., Baba M., Hasegawa A. "Actinide neutron capture cross sections" Proc. of Eleventh International Symposium on Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics, September 2-6, Prague, 2002, pp. 757-760.
23. Maslov V.M., Porodzinskij Yu.V. Baba M., Hasegawa A., "Neutron Capture Cross Section of ^{232}Th ", Journal of Nuclear Science and Engineering (USA). Vol. 143, N2, pp. 177 -187, 2003.
24. Maslov V.M., Porodzinskij Yu.V, "Actinide Level Density Parameter Systematic", JAERI-Research, 98-038, 1998.
25. Porodzinskij Yu.V., Sukhovitskij E.Sh. and Maslov V.M. "Evaluation of Average Neutron Resonance Parameters for Actinides with Account of Experimental Resolution and Discrimination Threshold", Proc. International Conf. Nuclear Data for Science and Technology, May 19-24, 1997, Trieste, Italy, p. 937.
26. Игнатюк А.В., Маслов В.М., Пащенко А.Б. "Согласованный анализ сечений (n,f) и (n,xn) реакций для актинидов", Ядерная физика, 1988, т. 47, в. 2, с.355.
27. Ignatjuk A.V. and Maslov V.M., "Fast neutron fission cross sections for transuranium nuclei", Fiftieth anniversary of Nuclear Fission, Leningrad, USSR, 1989.
28. Игнатюк А.В., Маслов В.М. "Анализ сечений деления актинидов нейтронами", Ядерная физика, 1990, т. 51, с. 1227.
29. Maslov V.M. "Analysis of ^{232}Th Reaction Data", Ann. Nucl. Energy, 19, 181 (1992).
30. Maslov V.M., Porodzinskij Yu. V., Baba M., Hasegawa A., Kornilov N. V., Kagalenko A. B., Tetereva N.A. "Prompt fission neutron spectra of $^{238}\text{U}(n,f)$ above emissive fission threshold", EuroPhysics Journal, A18, 93-102, 2003.
31. Maslov V.M, Porodzinskij Yu.V., Baba M., Hasegawa A., "Evaluation of the unresolved resonance range of ^{238}U ", Journal Annals of Nuclear Energy (UK), vol. 29, No.14, 1707-1720, 2002.
32. Maslov V.M., Porodzinskij Yu.V., Sukhovitskij E.Sh., "Inelastic Scattering on U-238", Proc. International Conf. Nuclear Data for Science and Technology, May 19-24, 1997, Trieste, Italy, p. 1332

33. Maslov B.M., Porodzinskij Yu. V., Baba M., Hasegawa A. "Neutron scattering on collective levels of U and Th nuclei" Изв. Академии Наук, Серия физическая, 67, 1597-1604, 2003.
34. Maslov V.M., Porodzinskij Yu. V., Baba M., Hasegawa A., Kornilov N.V., Kagalenko A.B. "Neutron Scattering on ^{238}U and ^{232}Th ", Proc. of International Conference on Nuclear Data for Science and Technology, October 7-12, 2001, Tsukuba, Japan, p. 148, 2002.
35. Maslov V.M., Porodzinskij Yu. V., Baba M., Hasegawa A., Teterova N.A. "Excitation of octupole, beta- and gamma-vibration band levels of ^{238}U by inelastic neutron scattering", Nuclear Physics A, 764, 212-245, 2006.
36. Porodzinskij Yu.V., Maslov V.M., Baba M., Hasegawa A. "Collective level structure of even-even actinides" Proc. of Eleventh International Symposium on Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics, September 2-6, Prague, 2002, pp.753-756.
37. Maslov V.M., Hasegawa A., Porodzinskij Yu.V, Shibata K., "Neutron data evaluation of ^{238}U ", JAERI-Research, 98-040, 1998.
38. Maslov V. M., Porodzinskij Yu. V., Baba M., Hasegawa A. "Analysis of neutron emission spectra from ^{232}Th ", Proc. of the 10th International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei, May 22-25, 2002, Dubna, E3-2003-10, Russia, pp. 214-221, 2003.
39. Maslov V.M. "Nuclear Data Evaluation for BROND and Beyond", Proc. Symp. on Nucl. Data, Tokai, Japan, November 19-20, 1994 (JAERI, 1995).
40. Maslov V.M. and Kikuchi Y. "Systematic Study of Neutron-Induced Reactions of the Actinide Nuclei", JAERI Research 96-030, JAERI, 1996.
41. Maslov V. M., Porodzinskij Yu. V., Baba M., Hasegawa A., Kornilov N. V., Kagalenko A. B. "Prompt fission neutron spectra of U and Th", Proc. of the 10th International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei, May 22-25, 2002, Dubna, E3-2003-10, Russia, pp. 222-232, 2003.
42. Maslov V.M., Porodzinskij Yu. V., Baba M., Hasegawa A., Kornilov N. V., Kagalenko A. B., Teterova 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, 69, 034607, 2004.
43. Maslov V. M., Kornilov N.V., Kagalenko A. B., Teterova N.A. "Multiplicities and spectra of prompt fission neutrons up to 200 MeV", Proc. of the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology, September 26 – October 1, 2004, Santa Fe, USA, p. 282.
44. V. M. Maslov, " ^{237}U neutron-induced fission cross section", Phys. Rev. C 72, 044607 (2005)
45. Maslov V. M., Baba M., Hasegawa A., Kornilov N.V., Kagalenko A. B., Teterova N.A. "U-Th fuel cycle neutron data", Proc. of the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology, September 26 – October 1, 2004, Santa Fe, USA, p. 191.
46. Maslov V. M., Baba M., Hasegawa A., Kornilov N.V., Kagalenko A. B., Teterova N.A. " ^{233}U neutron data analysis", Proc. of the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology, September 26 – October 1, 2004, Santa Fe, USA, p. 354.
47. Maslov V.M. "Nucleon-Induced Fission Cross Sections of Uraniums up to 40 MeV", Proc. Intern. Workshop Physics of Fission, October, 12-16, 1998, Obninsk, Russia, p. 138.
48. Maslov V.M. and Hasegawa A., "Neutron-Induced Fission Cross Sections of Uraniums up to 40 MeV", Proc. of the Third Specialists' Meeting on High Energy Nuclear Data, March 30-31, 1998, Tokai, Japan, JAERI-Conf, 98-000, 1998.
49. Маслов В.М. "Изомерное отношение и сечение реакции $^{238}\text{U}(p,3n)$ ", Атомная энергия, 1990, т. 69, в. 4, с. 252-253.
50. Игнатюк А.В., Корнилов Н.В., Маслов В.М., Пашенко А.Б. "Изомерное отношение и сечение реакции ^{237}Np ", Атомная энергия, 1988, т. 47, в. 2, с.355.
51. Маслов В.М. "Анализ сечений деления и (n,xn) реакций для ^{237}Np ", Вопросы Атомной Науки и Техники. Серия: Ядерные константы, 1987, в. 4, с. 19.
52. Maslov V.M. and Habsch F.-J. "Symmetric uranium neutron-induced fission", Nuclear Physics A, v. 705, 352-363, 2002.

53. Maslov V.M., Porodzinskij Yu. V., Baba M., Hasegawa A. "Actinide Neutron Induced Fission up to 200 MeV", Proc. of International Conference on Nuclear Data for Science and Technology, October 7-12, 2001, Tsukuba, Japan, p. 80, 2002.
54. Maslov V.M. and Hasegawa A. "Actinide Nucleon-Induced Fission up to 150 MeV" Proceedings of the International Conference Structure of the Nucleus at the Down of the Century, May 29-June 3, 2000, Bologna, Italy, 2002, pp 413-417.
55. Maslov V. M., "Symmetric/asymmetric uranium neutron-induced fission up to 200 MeV", 3d International Conference Fission and Properties of Neutron-Rich Nuclei, November 3-9, 2002, Sanibel Island, Florida, USA.
56. Maslov V.M., "Symmetric/asymmetric ^{238}U Neutron-Induced Fission up to 200 MeV", Nuclear Physics (Elsevier) , A 717, pp. 3-20, 2003.
57. Maslov V.M., "Actinide Symmetric/asymmetric nucleon-induced fission up to 200 MeV", Proc. of the International Workshop on Transmutation of Nuclear Waste, September, 01-05, 2003, Darmstadt, Germany (<http://www-wnt.gsi.de/TRAMU>).
58. Maslov V.M., "Uranium Symmetric/asymmetric neutron-induced fission up to 200 MeV", Proc. of the 11th International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei, May 28-31, 2003, Dubna, Russia, pp.159-168.
59. Maslov V.M., "Actinide Symmetric/asymmetric nucleon-induced fission up to 200 MeV", Physics Letters B, 581, 56-61 (2004).
60. Maslov V.M., "Uranium Symmetric/asymmetric neutron-induced fission up to 200 MeV", EuroPhysics Journal, A, 21, 281-286, 2004.
61. Maslov V. M., " Actinide symmetric/asymmetric nucleon-induced fission up to 200 MeV", Proc. of the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology, September 26 – October 1, 2004, Santa Fe, USA, p. 1104
62. Maslov V. M., "Analysis of $n+^{232}\text{Th}$ interaction up to 200 MeV", Nuclear Physics, Elsevier, vol. 757, 2005, 390.
63. Scherbakov O.A., Donets A.Yu., Evdokimov A.V., Fomichev A.V., Fukahori T., Hasegawa A., Laptev A.B., Maslov V.M., Petrov G.A., Tuboltsev Yu.V., Vorobyev A.S., Neutron Induced Fission of ^{233}U , ^{238}U , ^{232}Th , ^{239}Pu and ^{237}Np in the energy range 1- 200 MeV, Proc.of the 8th International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei, May 17-20, 2000, Dubna, Russia, pp.268-276.
64. Donets A.Yu., Evdokimov A.V., Fomichev A.V., Fukahori T., Laptev A.B., Maslov V.M., Petrov G.A., Scherbakov O.A., Tuboltsev Yu.V., Vorobyev A.S., Neutron Induced Fission of ^{233}U , ^{235}U , ^{238}U , ^{232}Th , ^{237}Np , ^{239}Pu in the energy range 1- 200 MeV, Proc.of the 9th International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei, May 23-26, 2001, Dubna, Russia, pp.257-270.
65. Scherbakov O.A., Donets A.Yu., Evdokimov A.V., Fomichev A.V., Fukahori T., Hasegawa A., Laptev A.B., Maslov V.M., Petrov G.A., Tuboltsev Yu.V., Soloviev S., Vorobyev A.S., "Neutron Induced Fission of ^{233}U , ^{238}U , ^{232}Th , ^{237}Np , $^{\text{nat}}\text{Pb}$ and ^{209}Bi relative to ^{235}U in the energy range 1- 200 MeV", Proc. of International Conference on Nuclear Data for Science and Technology, October 7-12, 2001, Tsukuba, Japan, p. 230, 2002.
66. Maslov V.M., Plutonium neutron-induced fission data analysis up to 100 MeV, Proc.of the 7th International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei, May 25-28, 1999, Dubna, Russia, pp.249-257.
67. Maslov V.M., Yu. V. Porodzinskij, A. Hasegawa, Actinide Nucleon-Induced Fission Reactions up to 150 MeV, Proc.of the 8th International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei, May 17-20, 2000, Dubna, Russia, pp.277-287.
68. Hasegawa,A., Maslov V.M., Porodzinskij Yu. V., Shibata K., " ^{238}U neutron-nucleus optical potential up to 150 MeV", Proc.of the 7th International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei, May 25-28, 1999, Dubna, Russia, pp.249-257.
69. Maslov V.M., Porodzinskij Yu.V., Teterova N.A., Baba M., Hasegawa A., " ^{238}U neutron-nucleus optical potential up to 200 MeV", Nuclear Physics A736, 77-92, 2004.

70. Plompen A.J.M., Goddio C., Maslov V.M., Porodzinskij Yu. V., Excitation of Octupole, Beta and Gamma Bands of ^{238}U by Inelastic Neutron Scattering, Proc.of the 8th International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei, May 17-20, 2000, Dubna, Russia, pp.153-158.
71. Maslov V.M., Porodzinskij Yu. V., Baba M., Plompen A.J.M., Analysis of neutron emission spectra from ^{238}U , Proc.of the 8th International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei, May 17-20, 2000, Dubna, Russia, pp.409-415.
72. Simakov S.P., Kobosev M.G., Lychagin A.L., Talalaev V.A., Maslov V. M. "Benchmarking of Uranium-238 evaluations against spherical transmission and (n,xn) experimental data", Proc. of the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology, September 26 – October 1, 2004, Santa Fe, USA, p. 60.
73. Maslov V.M., Porodzinskij Yu. V., Baba M., Hasegawa A., A. B. Kagalenko, Kornilov N.V., Tetereva N.A. "Neutron Data Evaluation of ^{238}U ", 239 pp., INDC(BLR)-14, IAEA, Vienna, 2003.
74. Maslov V.M., Porodzinskij Yu. V., Baba M., Hasegawa A., Kagalenko A. B., Kornilov N.V., Tetereva N.A. "Neutron Data Evaluation of ^{232}Th ", 241 pp., INDC(BLR)-16, IAEA, Vienna, 2003.
75. Maslov V. M, " ^{232}Th neutron capture cross section", Abstr. of the 13th International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei, May 25-28, 2005, Dubna, Russia, p. 43.
76. Maslov V.M., Porodzinskij Yu. V., Baba M., Hasegawa A., Kagalenko A. B, Kornilov N.V., Tetereva N. A. "Neutron Data Evaluation of ^{232}U ", 129 pp., INDC(BLR)-15, IAEA, Vienna, 2003
77. Maslov V. M., Porodzinskij Yu. V., Baba M., Hasegawa A., Kagalenko A. B., Kornilov N.V., Tetereva N.A. "Neutron Data Evaluation of ^{234}U ", 135 pp., INDC(BLR)-17, IAEA, Vienna, 2003.
78. Maslov V.M., Baba M., Hasegawa A., Kagalenko A. B., Kornilov N.V., Tetereva N.A. "Neutron Data Evaluation of ^{233}U ", 133 pp., INDC(BLR)-18, IAEA, Vienna, 2003.
79. Bakhanovich L.A., Klepatskij A.B., V.M. Maslov et al. "Nuclear data evaluation for U-233", Proc. Int. Conf. Nuclear Data for Science and Technology, Julich, Germany, May 13-17, 1991 (Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1992) p. 153.
80. Maslov V. M., Baba M., Hasegawa A., Kornilov N.V., Kagalenko A. B., Tetereva N.A. "Neutron Data Evaluation of ^{231}Pa ", 121 pp., INDC(BLR)-19, IAEA, Vienna, 2004.
81. Maslov V. M, Baba M., Hasegawa A., Kornilov N.V., Kagalenko A. B., Tetereva N.A. " ^{231}Pa and ^{233}Pa neutron-induced fission data analysis", Proc. of the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology, September 26 – October 1, 2004, Santa Fe, USA, p. 350.
82. Maslov V. M, " ^{231}Pa and ^{233}Pa neutron-induced fission up to 20 MeV", Proc. of the 12th International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei, May 28-31, 2003, Dubna, Russia, pp. 306-315.
83. Maslov V. M., Baba M., Hasegawa A., Kornilov N.V., Kagalenko A. B., Tetereva N.A. "Neutron Data Evaluation of ^{234}U ", 115 pp., INDC(BLR)-20, IAEA, Vienna, 2004.
84. Kornilov N.V., Kagalenko A. B., Maslov V. M., Porodzinskij Yu. V. "Neutron multiplicity for incident neutron energy from zero up to 150 MeV», Proc. of the 12th International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei, May 28-31, 2003, Dubna, Russia, pp. 306-315.
85. Kornilov N.V., Kagalenko A. B., Maslov V. M., Porodzinskij Yu. V. "Neutron multiplicity for incident neutron energy from zero up to 150 MeV», INDC(CCP)-437, IAEA, Vienna, 2004, 27 pp.
86. Maslov V.M. "Curium Fission Cross Section Analysis", Ann. Nucl. Energy, 20, 163 (1992).
87. Maslov V.M., Porodzinskij Yu.V., Sukhovitskij E.Sh., Klepatskij A.B., Morogovskij G.B. "Evaluation of Neutron Data for Curium-243", INDC(BLR)-2, 1995.
88. Maslov V.M., Porodzinskij Yu.V., Sukhovitskij E.Sh., Klepatskij A.B., Morogovskij G.B. "Evaluation of Neutron Data for Curium-245", INDC(BLR)-3, 1996.

89. Maslov V.M., Porodzinskij Yu.V., Sukhovitskij E.Sh., Morogovskij G.B."Evaluation of Neutron Data for Curium-246", INDC(BLR)-4, 1996.
90. Маслов В.М. "Анализ сечений деления изотопов америция", Атомная энергия, 1988, т. 64, в. 6, с. 422.
91. Maslov V.M., Porodzinskij Yu.V., Sukhovitskij E.Sh., Klepatskij A.B., Morogovskij G.B. "Evaluation of Neutron Data for Americium-241", INDC(BLR)-5, 1996.
92. Maslov V.M., Porodzinskij Yu.V., Sukhovitskij E.Sh., Klepatskij A.B., Morogovskij G.B. "Evaluation of Neutron Data for Americium-243", INDC(BLR)-6, 1996.
93. Maslov V.M., Porodzinskij Yu.V., Sukhovitskij E.Sh., Klepatskij A.B., Morogovskij G.B. and Y. Kikuchi "New Evaluation of Minor Actinide Nuclides", Proc. International Conference on the Physics of Reactors, September 16-20, 1996, Mito, Ibaraki, Japan, vol.3, p.F1.
94. Maslov V.M., Porodzinskij Yu.V., Sukhovitskij E.Sh., Morogovskij G.B."Evaluation of Neutron Data for Americium-242m", INDC(BLR)-7, 1997.
95. Maslov V.M., Porodzinskij Yu.V., Sukhovitskij E.Sh., Morogovskij G.B."Evaluation of Neutron Data for Americium-242g", INDC(BLR)-8, 1997.
96. Maslov V.M., Porodzinskij Yu.V., Sukhovitskij E.Sh., Morogovskij G.B. "Evaluation of Neutron Data for Plutonium-238", INDC(BLR)-9, 1997.
97. Maslov V.M., Porodzinskij Yu.V., Sukhovitskij E.Sh., Morogovskij G.B."Evaluation of Neutron Data for Plutonium-242", INDC(BLR)-10, 1997.
98. Maslov V.M., Porodzinskij Yu.V., Sukhovitskij E.Sh., "Evaluation of Neutron Data for Neptunium-238", INDC(BLR)-11, 1998.
99. Maslov V.M., Porodzinskij Yu.V., Sukhovitskij E.Sh., Morogovskij G.B. "Neutron Data Evaluation for Americium-241-242,-242m,-243", Proc. International Conf. Nuclear Data for Science and Technology, May 19-24, 1997, Trieste, Italy, p. 1317. .
100. Maslov V.M. "Annual Report of the Project CIS-03-95, "Evaluation of Actinide Nuclear Data", Selected Papers of ISTC Workshop on Nuclear Data for Minor Actinides, May 27-30 1996, JAERI, Tokaj, Japan, JAERI-Conf, 97-001, March, 1997, (Ed.) Jun-ichi Katakura, p.3.
101. Maslov V.M. "Evaluation of Neutron Data for Americium-241" , Selected Papers of ISTC Workshop on Nuclear Data for Minor Actinides, May 27-30 1996, JAERI, Tokaj, Japan, JAERI-Conf, 97-001, March, 1997, (Ed.) Jun-ichi Katakura, p.68.

00



B00000022870 17