

P3-2007-123

В. Р. Андрианов, В. Н. Вячин*, Н. А. Гундорин,
А. А. Дружинин*, К. В. Жданова, А. Н. Лихачев,
Л. Б. Пикельнер, Н. В. Реброва, И. М. Саламатин,
В. И. Фурман

ИЗМЕРЕНИЕ ВЫХОДА ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ
НЕЙТРОНОВ ПРИ ДЕЛЕНИИ ^{245}Cm
ТЕПЛОВЫМИ НЕЙТРОНАМИ

*Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики, Саров, Россия

Андрианов В. Р. и др.
Измерение выхода запаздывающих нейтронов при делении ^{245}Cm
тепловыми нейтронами

P3-2007-123

В работе сообщается об измерении выхода запаздывающих нейтронов ν_d при делении ядра ^{245}Cm тепловыми нейтронами. Экспериментальные исследования характеристик запаздывающих нейтронов деления ряда реакторных изотопов, начатые в 1997 г., были продолжены на модернизированной установке «Изомер-М» методом, основанным на периодическом облучении образца импульсным нейтронным пучком реактора ИБР-2 с последующей регистрацией испущенных после деления нейтронов в интервалах между импульсами. Полученное в данной работе значение полного выхода запаздывающих нейтронов $\nu_d = (0,64 \pm 0,02) \%$ имеет вдвое лучшую точность по сравнению с измеренным ранее.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики им. И. М. Франка ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2007

Andrianov V. R. et al.
Measurement of Delayed Neutron Yields from Thermal Neutron Induced
Fission of ^{245}Cm

P3-2007-123

The paper reports on the measurement of the absolute overall delayed neutron yield from thermal neutron induced fission of ^{245}Cm nucleus. The experimental researches of the characteristics of delayed neutrons of fission of series of reactor isotopes started in 1997, were continued on the modernized «Isomer-M» installation by a method based on periodic irradiation of sample in pulsed neutron beam IBR-2 reactor with the subsequent registration of neutrons emitted after fission in intervals between pulses. The value of the absolute overall delayed neutron yield from thermal neutron induced fission of ^{245}Cm obtained in the present experiment $\nu_d = (0.64 \pm 0.02)\%$ has twice best accuracy in comparison with value measured earlier.

The investigation has been performed at the Frank Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2007

ВВЕДЕНИЕ

Эмиссия запаздывающих нейтронов (ЗН) при делении актинидов, индуцированном нейтронами, имеет фундаментальное значение для реализации контролируемой цепной ядерной реакции деления. Выходы и временные характеристики ЗН из нейтронно-индуцированного деления главных и минорных реакторных изотопов являются важными ядерными константами, используемыми в расчетах кинетики ядерных реакторов. Знание этих констант для многих трансурановых элементов способствует лучшему пониманию процесса деления, позволяет выявлять его закономерности, строить модели и предсказывать свойства ЗН для неизученных ядер. Однако точность экспериментальных данных по ЗН для главных и большинства минорных актинидов не позволяет с необходимой надежностью, важной для ядерной безопасности, рассчитывать кинетику ядерных реакторов, особенно при больших выгораниях. Поэтому измерение характеристик ЗН с более высокой точностью или повторение измерений с помощью независимых методик является актуальным. Кроме того, такие измерения позволяют тестировать и улучшать расчетные методики и феноменологические систематики, важные для экстраполяции характеристик ЗН для еще не измеренных изотопов, а также для оценки надежности имеющихся экспериментальных данных, которые достаточно часто заметно расходятся с расчетными.

В данной работе мы продолжили исследование ЗН, испускаемых при делении ядер тепловыми нейтронами на модернизированной установке «Изомер-М» [1] методом [2], основанным на периодическом облучении образца импульсным нейтронным пучком с последующей регистрацией испущенных нейтронов в интервалах между импульсами. Основной целью работы было измерение абсолютного выхода ЗН при делении ядра ^{245}Cm тепловыми нейтронами. В работе [3] были впервые измерены характеристики ЗН деления ядра ^{245}Cm тепловыми нейтронами реакторного спектра. Однако именно для этого изотопа расчетное значение абсолютного полного выхода ЗН $\nu_d = 0,75\%$, полученное авторами [3] в рамках модели суммирования по предшественникам, оказалось в наихудшем согласии с величиной $\nu_d(0,59 \pm 0,04)\%$, извлеченной ими из измеренных спектров ЗН. Соответствующие расчетные значения ν_d , полученные в последующих работах [4, 5], оказались значительно ниже и в

пределах погрешностей расчета не противоречили экспериментальному значению [3]. Тем не менее независимое измерение величины ν_d с улучшенной по сравнению с [3] точностью представляло интерес.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА «ИЗОМЕР-М»

Эксперименты по измерению выхода ЗН при делении ядра ^{245}Cm тепловыми нейтронами проводились на экспериментальной установке «Измер-М», расположенной на 11-м канале реактора ИБР-2, оснащенной вакуумированным изогнутым зеркальным нейтроноводом для подавления вклада надтепловых нейтронов. Реактор работал с частотой повторения 5 Гц и пиковой мощностью около 1300 МВт. На рис. 1 изображена схема установки.

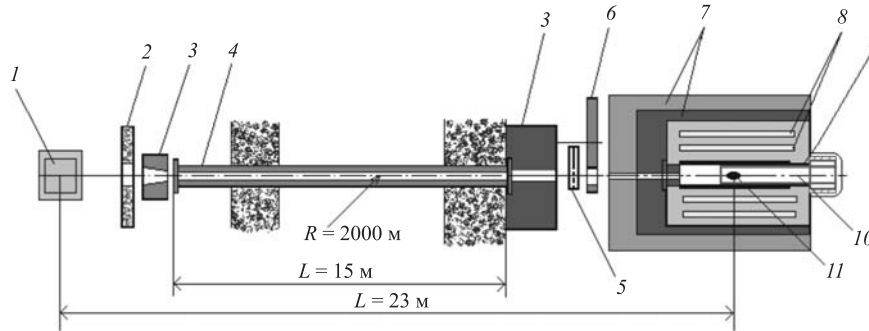


Рис. 1. Схема установки «Измер-М» на канале 11-Б реактора ИБР-2: 1 — активная зона реактора, окруженная замедлителем; 2, 3 — коллиматоры; 4 — изогнутый зеркальный нейтроновод; 5 — Cd-пинг-понг; 6 — прерыватель; 7 — детектор нейтронов с комбинированной защитой; 8 — ^3He -счетчики; 9 — Cd-экран; 10 — камера деления с исследуемым образцом 11

Сама установка «Измер-М» и метод, реализуемый на ней для исследования ЗН, подробно описаны в работе [1]. В настоящей работе по сравнению с [1] из-за особенностей используемого образца ^{245}Cm была модернизирована система сбора и первичной обработки данных, повышена стабильность работы измерительного модуля и усовершенствована пассивная защита детектора. Характеристики используемого образца кюрия представлены в табл. 1.

Как видно из табл. 1, несмотря на довольно высокое обогащение образца изотопом ^{245}Cm и его большое сечение деления тепловыми нейтронами (≈ 2145 б), примесные изотопы ^{244}Cm и ^{246}Cm создают постоянный фон мгновенных нейтронов спонтанного деления, превышающий ожидаемый счет

Таблица 1. Характеристики образца кюрия

Изотоп	$T_{1/2} (\alpha)$, г	Содержание		Число спонтанных делений, с^{-1}	Число мгновенных нейтронов на акт деления	Число мгновенных нейтронов, с^{-1}
		%	мг			
^{244}Cm	18,1	3,78	0,076	319	2,72	868
^{245}Cm	8500	95,46	1,91	$7,8 \cdot 10^{-2}$	≈ 3	$\approx 0,3$
^{246}Cm	4700	0,71	0,014	43	2,95	127

ЗН для изучаемого изотопа ^{245}Cm более чем на порядок. С целью подавления этого фона исследуемый образец размещался внутри ионизационной камеры деления, что позволяло регистрировать нейтроны в режиме антисовпадений с сигналами от камеры, регистрирующей осколки деления. Схема использованной для этого ионизационной делительной камеры показана на рис. 2.

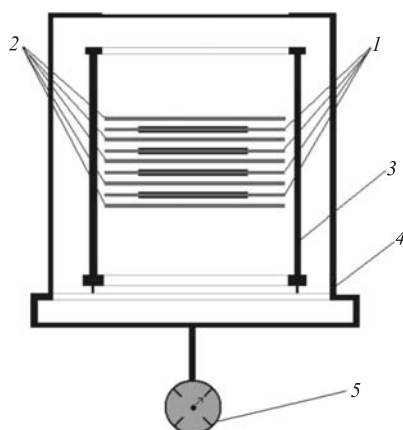


Рис. 2. Схема ионизационной делительной камеры: 1 — аноды (фольги из Ni с образцом кюрия); 2 — катоды (пустые фольги из Ni); 3 — каркас камеры; 4 — корпус; 5 — контрольный манометр

Для обеспечения эффективной дискриминации сигналов фрагментов деления от наложений сигналов α -частиц в связи с очень высоким α -фоном ($2,5 \times 10^8$ α -част./с) были предприняты специальные меры для достижения максимального быстродействия камеры. Для этого она была разделена на четыре секции, и минимизирована электрическая емкость каждой секции благо-

даря отказу от дистанционирующих колец и использованию сетки из тонкой капроновой нити для фиксации анодных и катодных пластин. Каждая секция содержала образец кюрия в виде двусторонней мишени на никелевой подложке толщиной 0,1 мм. Толщина рабочего слоя составляла ≈ 300 мкг/см², диаметр активного пятна — 10 мм, общая масса образца — 2,5 мг. В качестве рабочего газа применялся метан (СН₄) при давлении 1,3 атм. Камера была снабжена манометром для контроля за давлением рабочего газа и укомплектована быстрыми предусилителями.

Модернизированная система сбора и накопления данных позволяла работать как в режиме прямого накопления временных спектров («пассивная мишень»), так и в режиме антисовпадений («активная мишень»). Использование последнего при длительности временного окна 120 мкс приводило к снижению фона от мгновенных нейтронов спонтанного деления на 60% и увеличению отношения эффект/фон более чем вдвое. При измерениях фона применялась кадмиевая задвижка (Cd-пинг-понг), позволяющая проводить измерение при открытом пучке нейтронов или перекрывать пучок кадмием. Смена условий производилась автоматически по команде от компьютера. Для корректного сшивания серий измерений, проведенных в различных условиях эксперимента, в состав экспериментальной установки был введен монитор нейтронного потока. Мертвое время измерительной системы в режиме «пассивной мишени» составляло 6,5 мкс.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Как было отмечено в работе [1], при малом интервале между импульсами ИБР-2 ($\tau = 200$ мс) и относительно больших периодах β -распада осколков, испускающих запаздывающие нейтроны (от десятых долей секунды до десятков секунд), на каждый запуск временного анализа регистрируются ЗН не только из предшественников, родившихся при делении ядер от данного импульса реактора, но и на много интервалов τ раньше.

Поэтому количество запаздывающих нейтронов, испущенных l -м осколком и зарегистрированных на участке временного спектра от канала i до j , будет пропорционально уменьшению за это время числа соответствующих ядер с учетом многих предыдущих импульсов реактора:

$$\begin{aligned} N_l(t_i, t_j) &= \frac{C_l}{\lambda_l} (1 - e^{-\lambda_l T}) \sum_{k=0}^n [e^{-\lambda_l(t_i+k\tau)} - e^{-\lambda_l(t_j+k\tau)}] = \\ &= \frac{C_l}{\lambda_l} (1 - e^{-\lambda_l T}) (e^{-\lambda_l t_i} - e^{-\lambda_l t_j}) / (1 - e^{-\lambda_l \tau}). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $C_l = Y_l C \equiv Y_l \int \phi(E) n \sigma_f(E) dE$, Y_l — выход l -го осколка деления — умножается на полное число делений в образце толщиной n яд./см²

при потоке нейтронов $\phi(E) \text{ с}^{-1}$ и сечении деления $\sigma_f(E)$; λ_l — константа распада с вылетом запаздывающего нейтрона для данного осколка l ; T — время облучения образца нейтронным пучком.

Суммирование в (1) по номеру импульса k от 0 до полного числа импульсов $n \gg 1$ ($n \rightarrow \infty$) учитывает вклад всех, в том числе и наиболее долгоживущих, предшественников. При максимальном периоде полураспада менее 1 мин и включении временного анализа не ранее 7–8 мин после начала облучения такое выражение является строгим. Само измерение длится циклами продолжительностью несколько часов.

В окончательном выражении для числа зарегистрированных запаздывающих нейтронов необходимо учесть вклад от всех осколков, испускающих ЗН, и эффективность их регистрации детектором. Суммирование по l сводится к суммированию по шести стандартным группам s : $\sum_l N_l \equiv \sum_{s=1}^6 a_s C$, где a_s есть вес данной группы, причем $\sum_{s=1}^6 a_s = \nu_d$ соответствует суммарному выходу ЗН на акт деления. Окончательно

$$N_d(t_i, t_j) = C \varepsilon_d \sum_{s=1}^6 \frac{a_s}{\lambda_s} (1 - e^{-\lambda_s T}) (e^{-\lambda_s t_i} - e^{-\lambda_s t_j}) / (1 - e^{-\lambda_s \tau}). \quad (2)$$

Здесь ε_d — эффективность регистрации ЗН детектором. Выражение (2) удобно нормировать на число делений за один импульс реактора, т. е. $C = N_f$ (дел./имп.).

В эксперименте измеряется число ЗН по части временного спектра для интервала от t_i до t_j . Полное число ЗН N_d , испущенных за время τ , можно получить с помощью формулы (2). В работе [1] показано, что для области временного спектра от t_i до t_j внутри интервала τ отношение числа зарегистрированных ЗН к их полному числу N_d пропорционально величине $(t_j - t_i)/\tau$ с точностью лучше 1 %

Тогда из формулы (2) следует, что полное измеренное число запаздывающих нейтронов, приведенное на один импульс реактора, можно выразить как

$$N_d = \nu_d \varepsilon_d \int \phi(E) n \sigma_f(E) dE. \quad (3)$$

Здесь, кроме искомой величины ν_d , неизвестны эффективность ε_d и интеграл, содержащий поток нейтронов. Преимуществом нашего метода периодического облучения является то, что по времени пролета регистрируются как запаздывающие, так и мгновенные нейтроны деления N_p . Соответствующее выражение для N_p имеет вид

$$N_p = \nu_p \varepsilon_p \int \phi(E) n \sigma_f(E) dE. \quad (4)$$

Здесь ν_p — число мгновенных нейтронов на акт деления, а ε_p — эффективность их регистрации. Тогда из измеренного отношения

$$\frac{N_d}{N_p} = \frac{\nu_d \varepsilon_d}{\nu_p \varepsilon_p} \quad (5)$$

можно получить величину ν_d , если для исследуемого ядра известно значение ν_p и отношение эффективностей регистрации мгновенных и запаздывающих нейтронов. Это отношение, зависящее от особенностей используемого детектора нейтронов, измерялось нами для многих серий основных экспериментов с помощью эталонного образца ^{235}U , для которого значения ν_p и ν_d известны с высокой точностью (подробнее см. [1]). Полученное среднее значение (6)

$$\varepsilon_p / \varepsilon_d = (0,680 \pm 0,016) \quad (6)$$

использовалось для вычисления величины ν_d .

3. ПРОВЕДЕНИЕ ИЗМЕРЕНИЙ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

С целью обеспечения корректного учета фона и увеличения надежности получаемых данных в ходе экспериментов проводилось несколько серий измерений в различных режимах и с разными коллиматорами пучка нейтронов. На рис. 3 представлены временные спектры, полученные в одной из серий в режиме «пассивной мишени».

Как видно из рис. 3, фон в области теплового пика (210–730-й каналы, измерение с кадмиевой заслонкой) составляет немногим более 1 %, тогда как в интервале каналов 1000–4096, содержащем отсчеты детектора от ЗН, фон значительно превышает эффект. В этой области временного спектра 98 % отсчетов — фоновые, обусловленные в основном нейтронами спонтанного деления изотопов ^{244}Cm , ^{246}Cm , а также рассеянными нейтронами на образце и фоном в измерительном павильоне. Маленькая, около 2 %, величина эффекта диктует необходимость детального анализа всех компонентов фона.

Рассмотрим подробнее методику измерений. Для области временного спектра, соответствующей мгновенным нейтронам деления, при измерении «эффект + фон» многокомпонентный счет детектора имеет вид

$$N_{\text{exp}}^p = N_p + N_{\text{bgr}}^p + N_{\text{sf}}^p. \quad (7)$$

Здесь N_{bgr}^p означает полный фон, не связанный со спонтанным делением примесей (N_{sf}^p). Этот фон определяется рассеянием на материалах камеры деления и подложке мишени, а также фоном в отсутствие образца.

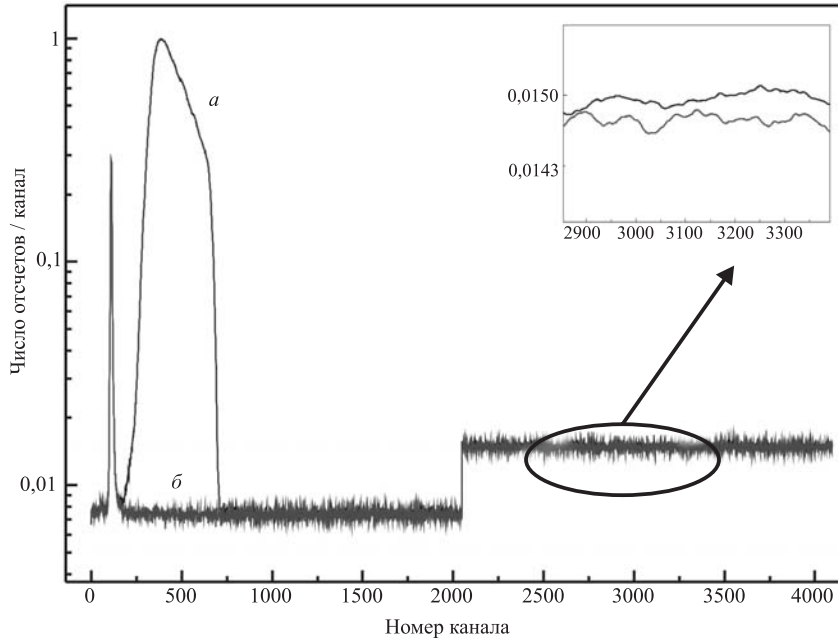


Рис. 3. Аппаратурные временные спектры, полученные в измерениях с кюрием, приведенные к одной вспышке реактора: *a* — эффект + фон (^{245}Cm), *б* — фон ($^{245}\text{Cm} + \text{Cd}$ -фильтр)

Для измерения с кадмиевым фильтром в соответствующем выражении счета детектора остаются только компоненты фона:

$$N_{\text{exp}}^p(\text{Cd}) = N_{\text{bgr}}^p(\text{Cd}) + N_{\text{sf}}^p. \quad (8)$$

Аналогичным образом представляется счет детектора для области временного спектра, соответствующей ЗН:

$$N_{\text{exp}}^d = N_d + N_{\text{bgr}}^d + N_{\text{sf}}^d \quad (9)$$

и

$$N_{\text{exp}}^d(\text{Cd}) = N_{\text{bgr}}^d(\text{Cd}) + N_{\text{sf}}^d. \quad (10)$$

Для определения значений $N_{\text{bgr}}^{p(d)}$ и $N_{\text{bgr}}^{p(d)}(\text{Cd})$ проводились специальные дополнительные измерения с точным муляжом камеры деления без образца кюрия. Комбинация четырех типов измерений, проведенных с необходимой точностью, позволяет извлечь значения N_p и N_d .

В табл. 2 и 3 в иллюстративных целях приведены результаты описанных выше измерений в режимах «пассивной» и «активной» мишени для части набранной статистики, а также полученные из них значения N_p и N_d . Кроме того, там даны результаты off-line измерений фона от спонтанного деления примесных изотопов кюрия N_{sf}^p exp и N_{sf}^d exp, приведенные к соответствующим временным окнам. Необходимо отметить, что в режиме «активной мишени» невозможно надежно измерить величину N_{exp}^p . В этом случае для получения отношения N_p/N_d , необходимого для извлечения значения ν_d , использовалась величина N_p , измеренная в режиме «пассивной мишени».

Таблица 2

Область временного спектра для мгновенных нейтронов деления (кан. 210–730)	«Пассивная мишень» (отсчеты/имп. p-ра)	«Активная мишень» (отсчеты/имп. p-ра)
$N_{exp}^p = N_p + N_{bgr}^p + N_{sf}^p$	$280,44 \pm 0,08$	$4,482 \pm 0,004$
$N_{exp}^p(\text{Cd}) = N_{bgr}^p(\text{Cd}) + N_{sf}^p$	$3,54 \pm 0,01$	$1,623 \pm 0,002$
N_{bgr}^p	$8,192 \pm 0,007$	$8,192 \pm 0,007$
$N_{bgr}^p(\text{Cd})$	$0,0394 \pm 0,0006$	$0,0394 \pm 0,0006$
$N_{exp}^p(\text{Cd}) - N_{bgr}^p(\text{Cd}) = N_{sf}^p$	$3,50 \pm 0,01$	$1,584 \pm 0,002$
N_{sf}^p exp	$3,49 \pm 0,002$	$1,578 \pm 0,001$
N_p	$268,74 \pm 0,08$	—
$N_p / (N_{bgr}^p + N_{sf}^p)$	$22,97 \pm 0,02$	—

Как видно из табл. 2, для области мгновенных нейтронов все виды фона несущественны.

Анализ табл. 3 показывает, что для получения величины N_d с хорошей точностью необходимо измерять значения N_{exp}^d и $N_{exp}^d(\text{Cd})$ с погрешностью на уровне 0,1 %, а значения N_{bgr}^d и $N_{bgr}^d(\text{Cd})$ с точностью не хуже 0,5 %.

Программа измерений была спланирована так, чтобы обеспечить точность извлекаемого отношения N_p/N_d лучше 3 %, поскольку отношение $\varepsilon_p/\varepsilon_d$ эффективности регистрации мгновенных и запаздывающих нейтронов не может быть определено с лучшей точностью из-за существующих погрешностей значений ν_p и ν_d для ^{235}U .

Измерения с «пассивной мишенью» проводились в течение 100 ч, в режиме «активной мишени» — 235 ч, фоновые и калибровочные измерения суммарно заняли 260 ч. При этом использовались два коллиматора нейтронного пучка — 20 и 60 мм, которые позволили провести дополнительную проверку правильности определения измеряемых величин.

Таблица 3

Область временного спектра для ЗН (кан. 1500–4096)	«Пассивная мишень» (отсчеты/имп. р-ра)	«Активная мишень» (отсчеты/имп. р-ра)
$N_{\text{exp}}^d = N_d + N_{\text{bgr}}^d + N_{\text{sf}}^d$	$25,65 \pm 0,02$	$11,894 \pm 0,006$
$N_{\text{exp}}^d(\text{Cd}) = N_{\text{bgr}}^d(\text{Cd}) + N_{\text{sf}}^d$	$25,23 \pm 0,03$	$11,530 \pm 0,006$
N_{bgr}^d	$0,175 \pm 0,001$	$0,175 \pm 0,001$
$N_{\text{bgr}}^d(\text{Cd})$	$0,171 \pm 0,001$	$0,171 \pm 0,001$
$N_{\text{exp}}^d(\text{Cd}) - N_{\text{bgr}}^d(\text{Cd}) = N_{\text{sf}}^d$	$25,06 \pm 0,03$	$11,359 \pm 0,006$
N_{sfexp}^d	$24,93 \pm 0,01$	$11,31 \pm 0,006$
N_d	$0,42 \pm 0,04$	$0,38 \pm 0,01$
$N_d / (N_{\text{bgr}}^d + N_{\text{sf}}^d)$	$0,017 \pm 0,002$	$0,0330 \pm 0,0009$

На основе описанной выше процедуры в каждой взаимно увязанной серии измерений было получено отношение N_p/N_d . Результаты показаны на рис. 4.

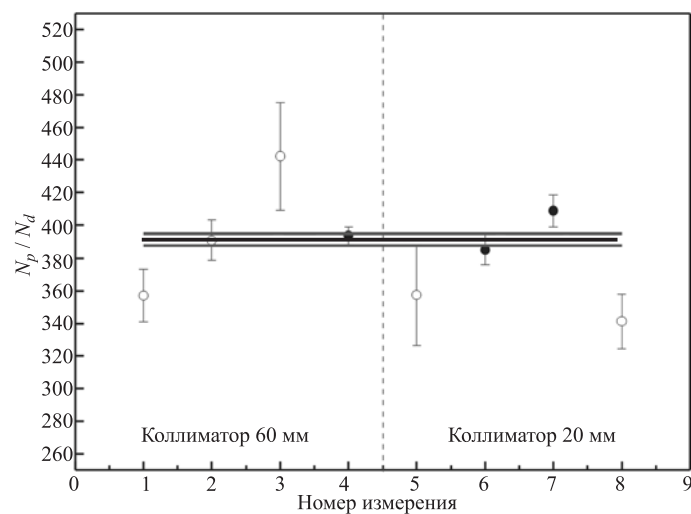


Рис. 4. Значения отношения N_p/N_d для разных серий измерений

Различие в погрешностях величины N_p/N_d связано с различной продолжительностью измерений в сериях. Заметим, что четыре серии измерений с наименьшими погрешностями дают значения N_p/N_d , очень близкие к среднему значению по всем сериям.

Подставляя полученное среднее значение отношения N_p/N_d в формулу (5) и используя для величины $\varepsilon_p/\varepsilon_d$ результат (6), вычислим полный выход ЗН для деления ядра ^{245}Cm тепловыми нейтронами с учетом известного [6] для этого изотопа значения $\nu_p = 3,82 \pm 0,03$:

$$\nu_d = (0,64 \pm 0,02)\%. \quad (11)$$

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В работе [7] была предложена глобальная систематика характеристик запаздывающих нейтронов для широкого круга актинидов. Она основана на гипотезе экспоненциальной зависимости среднего периода полураспада для эмиссии ЗН и их полного выхода ν_d от параметра $P = -(A_c - 3Z)(A_c/Z)$, который эффективно учитывает изотопическую зависимость указанных величин. Первоначально параметр P был введен в работе [8] для описания полных выходов ЗН, где A_c и Z — массовое число и атомный номер компаунд-ядра. На рис. 5 показана зависимость экспериментальных значений полного

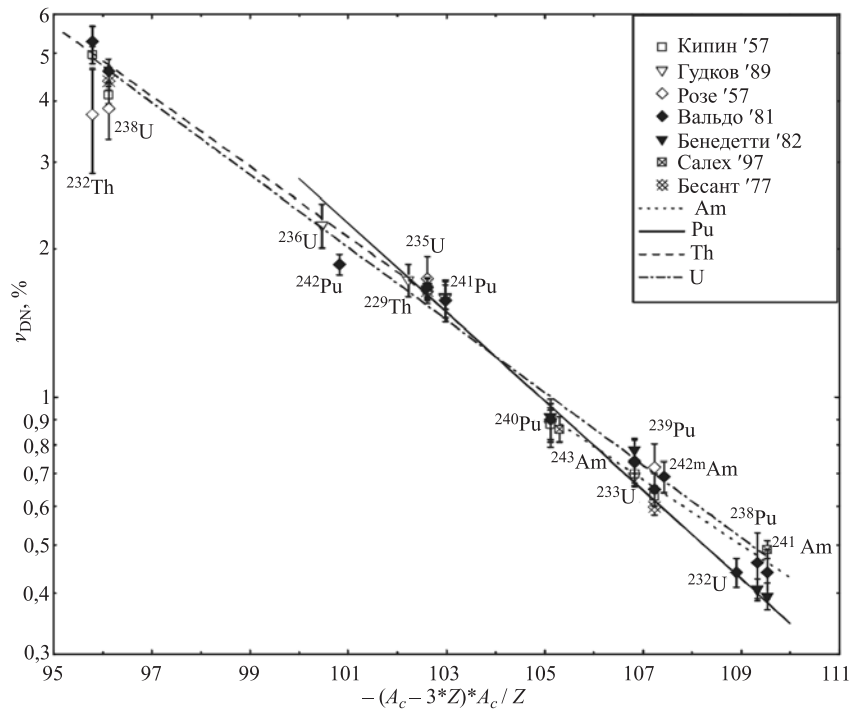


Рис. 5. Систематика полного выхода ЗП из работы [7]

выхода ЗН ν_d от параметра P для изотопов тория, урана, нептуния, плутония и америция, полученная в работе [7] на основе степенной зависимости полного выхода запаздывающих нейтронов от среднего периода полураспада ядер-предшественников ЗН для изотопов одного элемента.

Из рис. 5 видно, что существующие экспериментальные данные, представленные в полупологарифмическом масштабе, описываются линейной зависимостью, наклон которой для изотопов каждого из указанных элементов отличается друг от друга. Поскольку для кюрия имеются измерения только для изотопа ^{245}Cm , то в настоящей работе сравнение с систематикой [7] проводилось в предположении, что все данные по полному выходу, включая и изотопы кюрия, описываются экспоненциальной зависимостью вида $\nu_d = \exp(a+b \cdot P)$. Результаты такого сравнения представлены на рис. 6.

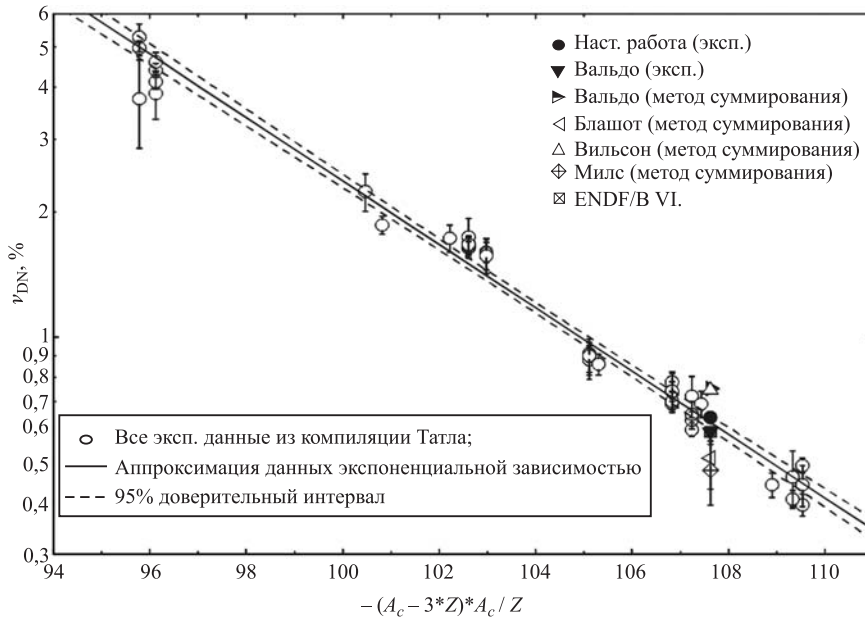


Рис. 6. Систематика [7], дополненная значением по кюрию из настоящей работы

На этом же рисунке наряду с данными для ^{245}Cm приведены экспериментальные данные для этого нуклида из работы [3], а также данные по полному выходу ЗН, вычисленные в рамках микроскопического подхода в работах [4, 5, 9], основанные на имеющейся информации о вероятности испускания ЗН отдельными ядрами-предшественниками и их кумулятивными

выходами. Полученное в настоящей работе значение полного выхода ЗН для ^{245}Cm — $\nu_d = (0,64 \pm 0,02)\%$ согласуется со значением, предсказанным в рамках указанной выше систематики — $(0,621 \pm 0,005)\%$.

В то же время оценки значений ν_d , полученные суммированием по вкладам предшественников [3–5,9], не полностью согласуются как с экспериментальными данными [3] и настоящей работы, так и между собой. Понять причину такого расхождения на примере ^{245}Cm очень важно, поскольку метод суммирования лежит в основе оценок характеристик ЗН для нуклидов, на которых еще не было измерений. Так как, вероятнее всего, основная причина расхождения результатов, полученных методом суммирования, связана с разными предположениями о параметрах зарядового распределения осколков деления и величине четно-нечетного эффекта, то полученное в настоящей работе значение полного выхода ЗН при делении ^{245}Cm позволит провести оценку этой величины, варьируя параметры зарядового распределения и величину четно-нечетного эффекта в зарядовом распределении осколков деления. Оценка этих параметров, в свою очередь, позволит получить информацию о свойствах зарядового распределения осколков деления и величине четно-нечетного эффекта для нуклидов, лежащих в еще не вполне изученной области масс и зарядов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены результаты, полученные на установке «Изомер-М» в эксперименте по определению полного выхода ЗН при делении ^{245}Cm тепловыми нейтронами. Полученное значение ν_d согласуется со значением $\nu_d = 0,0059 \pm 0,0004$ работы [1] и измерено с более высокой точностью. Проведено сравнение с глобальной систематикой выходов ЗН [7]. Показано, что полученное значение полного выхода ЗН для ^{245}Cm совпадает со значением, полученным в рамках упрощенного варианта этой систематики.

Авторы благодарны В. М. Пиксайкину за полезные обсуждения результатов измерения с ^{245}Cm , а также признательны В. И. Смирнову и А. А. Богдзелю за участие в наладке измерительной аппаратуры.

Работа выполнена при поддержке гранта МНТЦ №2253.2.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гундорин Н. А. и др. // ЯФ, 2007. Т. 70, № 6. С. 1011.
2. Борзаков С. Б. и др. // АЭ. 1995. Т. 79. С. 231.
3. Waldo R. W. et al. // Physical Review C. 1981. V. 23. P. 3.

4. *Mills R., James M.F., Weaver D.R.* // Proc. Nucl. Data for Science and Technology, Julich, 13–17 May 1991. P. 86–88.
5. *Blachot J.* Ibid, P. 89–91.
6. Landolt-Börnstein. Low Energy Neutron Physics. V. 16. (Ed. H. Schopper). Springer, 2000.
7. *Piksaikin V.M., Isaev S.G., Goverdovsky A.A.* // Progress in Nuclear Energy. 2002. V.41, No. 1–4. P. 361.
8. *Tuttle R.J.* Delayed-Neutron Data for Reactor-Physics Analysis // Nucl. Sci. and Engineering. 1975. V. 56, P. 37.
9. *Wilson W.B., England T.R.* // Progress in Nuclear Energy. 2002. V.41, No. 1–4. P. 71–107.

Получено 7 августа 2007 г.

Редактор *М. И. Зарубина*

Подписано в печать 22.11.2007.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 1,0. Уч.-изд. л. 1,22. Тираж 310 экз. Заказ № 55972.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@jinr.ru

www.jinr.ru/publish/