

насыщенного ураном дикарбида — $UC_{1,47}$. В остальных областях изобарные сечения (см. рис. 2, а и б) совпадают.

Изотермические сечения диаграммы состояния системы уран — углерод при температуре 1900 и 2200 °С показаны на рис. 3. Изотерма $T = 1900$ °С пересекает кривые 9-22, 7-19, 12-15, 10-16 и 4-13. Три точки пересечения соответствуют горизонталям (см. рис. 3, а), а последняя — конгруэнтному испарению дикарбида урана. В трехфазном равновесии при давлении $\sim 5 \cdot 10^{-7}$ ат принимают участие газ, богатый ураном, жидкость состава $UC_{0,3}$ и монокарбид состава $U_{0,9}$. При давлении $\sim 5 \cdot 10^{-9}$ ат монокарбид состава $UC_{1,1}$ разлагается на газ и дикарбид состава $UC_{1,6}$. Состав конгруэнтно испаряющегося дикарбида урана $UC_{1,8}$.

Изотерма $T = 2200$ °С пересекает кривые 9-22, 7-19, 10-16 и 13-19. Только две из них представляют трехфазные равновесия. В соот-

ветствии с этим на изотермическом сечении (см. рис. 3, б) при давлении 10^{-5} ат жидкость состава $UC_{0,5}$ разлагается на газ и карбид состава $UC_{0,9}$, а при давлении 10^{-7} ат дикарбид урана состава $UC_{1,9}$ разлагается на газ и углерод. Состав конгруэнтно испаряющегося карбида — $UC_{1,1}$.

Рассмотренная p - T -диаграмма состояния может быть использована для оценки поведения карбидов урана при работе в вакууме или в среде с малым парциальным давлением углерода и урана.

Поступила в Редакцию 1/Х 1976 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Стормс Э. Тугоплавкие карбиды. М., Атомиздат, 1970.
2. Benz R., Hoffman C., Rupert G. «High. Temp. Sci.», 1969, v. 1, p. 342.
3. Несмеянов А. Н. Давление пара химических элементов. М., Изд-во АН СССР, 1961.

УДК 539.172.4

Тепловые сечения и резонансные интегралы деления и захвата

^{241}Am , ^{243}Am , ^{245}Cm , ^{249}Bk , ^{249}Cf

ГАВРИЛОВ В. Д., ГОНЧАРОВ В. А., ИВАНЕНКО В. В., КУСТОВ В. Н., СМЕРНОВ В. П.

Оптимизация процессов накопления транс-плутониевых элементов в реакторах требует знания сечений взаимодействия нейтронов с ядрами всех изотопов, участвующих в процессе накопления. В настоящей работе методом кадмиевой разности измерялись тепловые сечения и резонансные интегралы захвата и деления ^{241}Am , ^{243}Am , ^{245}Cm , ^{249}Bk , ^{249}Cf . Толщина кадмиевого экрана 1 мм. В качестве мониторов нейтронного потока использовались образцы ^{197}Au и ^{59}Co ($\sigma = 98,8$ и $37,5$ б; $I = 1558$ и 70 б соответственно) [1]. Наведенная γ -активность облученных мониторов измерялась на гамма-спектрометре с Ge(Li)-полупроводниковым детектором. Эффективность регистрации γ -квантов определялась по образцовым спектрометрическим гамма-источникам (ОСГИ), изготовленным с погрешностью 3—5%.

Сечения деления. Сечения деления измерялись на выходе горизонтального канала реактора СМ-2. Для регистрации актов деления использовались твердые трековые детекторы (ТТД) из слюды и фотостекла, обладающие довольно высокой эффективностью регистрации осколков деления и практически не чувстви-

тельные к α -, β -, γ - и нейтронному излучению [2]. Небольшие геометрические размеры детекторов позволяют уменьшить или исключить влияние возмущения нейтронного потока.

Стартовое число ядер исследуемых изотопов определялось по α -активности мишени. Исследуемые изотопы в виде раствора наносились на алюминиевые подложки и измерялись на 2π -пропорциональном проточном счетчике. Образцы облучались в виде сандвича: мишень, детектор. Количество исследуемого вещества и время облучения мишеней выбирались с таким учетом, чтобы число треков на детекторе было в пределах $(0,8 \div 1,5) 10^3$. Фоновые треки учитывались предварительным травлением детекторов до облучения.

Эффективность регистрации осколков деления трековыми детекторами определялась из опытов со спонтанно делящимися изотопами ^{252}Cf и ^{244}Cm . В результате обработки четырех серий измерений десяти мишеней ^{252}Cf и семи мишеней ^{244}Cm были получены следующие значения эффективности: для стекла $\varepsilon_1 = 0,396 \pm 0,004$ и для слюды $\varepsilon_2 = 0,812 \pm 0,010$. При определении эффективности

использовались отношения скоростей α -распада и спонтанного деления, измеренные в работах [3, 4].

Для проверки методики были проведены три серии измерений сечения деления ^{239}Pu . В двух сериях в качестве детекторов осколков деления использовались пластинки фотостекла толщиной 1,5 мм. Резонансный интеграл, измеренный в этих сериях, оказался существенно завышенным по сравнению с рекомендованным ($I = 327 \pm 13$ б) [5]. В третьей серии измерений в качестве детекторов осколков деления использовались пластинки слюды толщиной $1,5 \cdot 10^{-2}$ мм, результат измерений ($I = 320 \pm 19$ б) оказался в хорошем согласии с принятым значением. Завышение резонансного интеграла в первых сериях измерений можно объяснить тем, что нейтроны с энергией выше 0,5 эВ, прошедшие через кадмиевый экран, в результате рассеяния на материале подложки и на детекторе ($d = 1,5$ мм) теряли часть своей энергии и попадали в область первого резонанса ^{239}Pu ($E_0 = 0,296$ эВ). Поскольку толщина детектора в третьей серии измерений на два порядка меньше, эффект от рассеяния нейтронов был существенно уменьшен и не отразился на значении резонансного интеграла.

При измерении сечений деления ^{241}Am в качестве детектора осколков использовали как

слюду, так и фотостекло. Значения резонансного интеграла деления, полученные с помощью обоих типов детекторов, хорошо согласуются (22,2 и 22,8 б для стекла и слюды соответственно).

При измерении сечений деления для ^{243}Am , ^{245}Cm и ^{249}Cf использовались детекторы только из слюды. Альфа-спектрометрический анализ ^{243}Am показал наличие ^{242}Cm , по количеству которого определили содержание ^{242m}Am (табл. 1). Для учета скорости реакции деления, обусловленной ^{242m}Am , использовали тепловое сечение 7200 б [6] и резонансный интеграл 1570 б [6]. Присутствие даже столь небольшой примеси ^{242m}Am существенно ухудшило точность определения теплового сечения ^{243}Am . На величину и точность определения резонансного интеграла это не повлияло. Результаты измерений представлены в табл. 2.

Сечения захвата. В настоящей работе были измерены сечения радиационного захвата нейтронов ядрами ^{241}Am , ^{243}Am , ^{249}Bk и ^{249}Cf . Облучения образцов проводились в канале № 9 реактора СМ-2. Облучались две капсулы, одна из них была в кадмиевом экране (рис. 1). В каждой капсуле находилось по четыре образца и по четыре монитора нейтронного потока. Из облученных и необлученных образцов были приготовлены мишени (5—6 мишеней

Стартовый состав исследуемых образцов

Таблица 1

Изотоп	Состав необлученных образцов, %			
^{241}Am	97,84 ^{241}Am	2,0 ^{237}Np	0,16 ^{239}Pu	—
^{249}Bk	65,46 ^{249}Bk	34,54 ^{249}Cf	—	10^{-3} ^{252}Cf
^{249}Cf	—	100 ^{249}Cf	—	$2,85 \cdot 10^{-2}$ ^{252}Cf
^{243}Am	96,63 ^{243}Am	3,37 ^{241}Am	$7,85 \cdot 10^{-3}$ ^{242m}Am	$2,37 \cdot 10^{-5}$ ^{242}Cm ; $1,89 \cdot 10^{-4}$ ^{244}Cm

Сечения делений

Таблица 2

Изотоп	Настоящая работа		Опубликованные данные	
	σ_0 ($v = 2200$ м/с), б	I , б	σ_0 ($v = 2200$ м/с), б	I , б
^{239}Pu	739±46	320±19	741,6±3,1 [5]	327±13 [5]
^{241}Am	2,80±0,25	22,5±1,7	3,15±0,10 [7]	24±2 [7]
^{243}Am	0,20±0,11	17,1±1,3	3,13±0,15 [8]	—
^{245}Cm	1900±100	850±60	0,07 [8]	772±40 [9]
^{249}Cf	1610±110	1800±200	2020±37 [9]	1140±100 [10]
			1920±180 [10]	750±150 [12]
			2040±80 [11]	2110±70 [13]
			1670±80 [13]	2900±270 [10]
			1690±160 [10]	1800 [12]

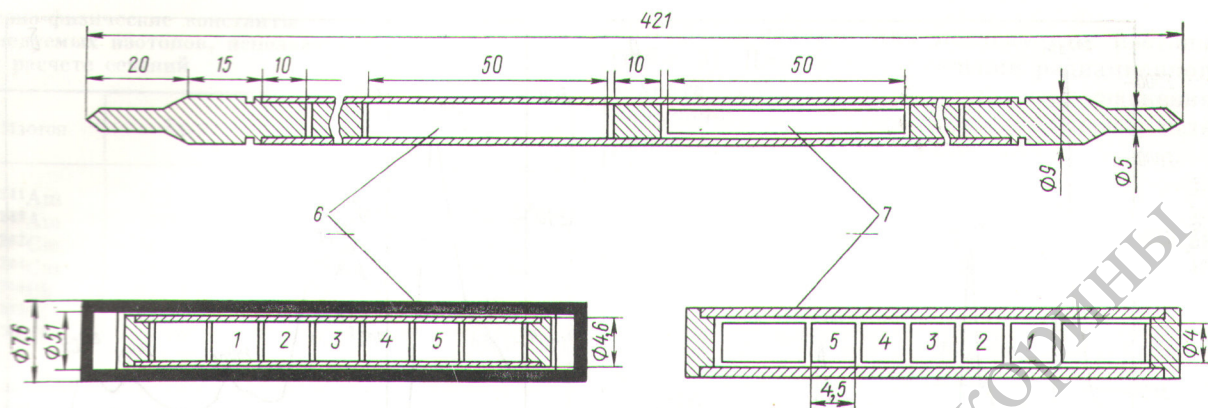


Рис. 1. Ампула:

1—5 — исследуемые образцы; 6 — капсулы в кадмиевом экране; 7 — алюминиевые капсулы

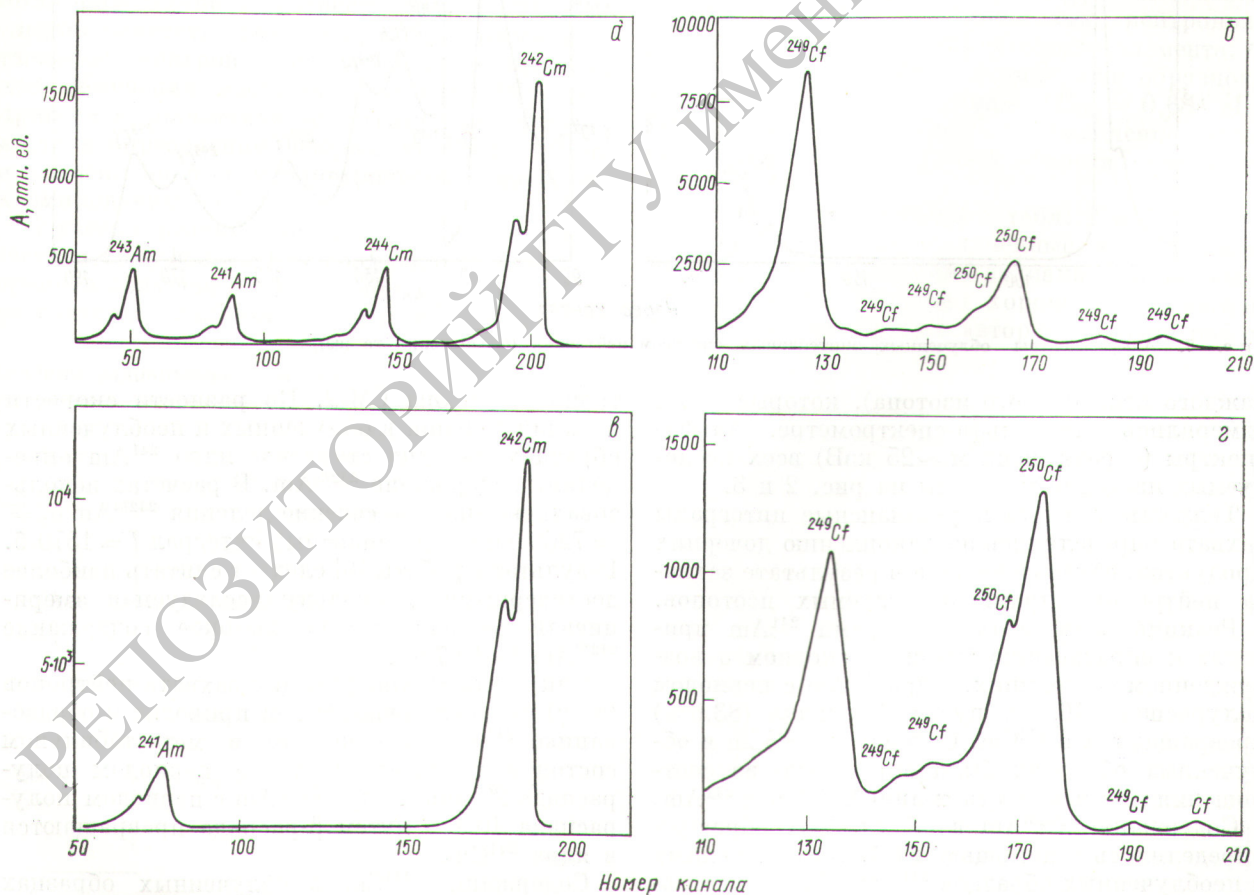


Рис. 2. Альфа-спектры образцов, облученных полным спектром нейтронов (A — число импульсов в канале анализатора):
 а — ^{243}Am ; б — ^{249}Cf ; в — ^{241}Am ; г — ^{249}Bk

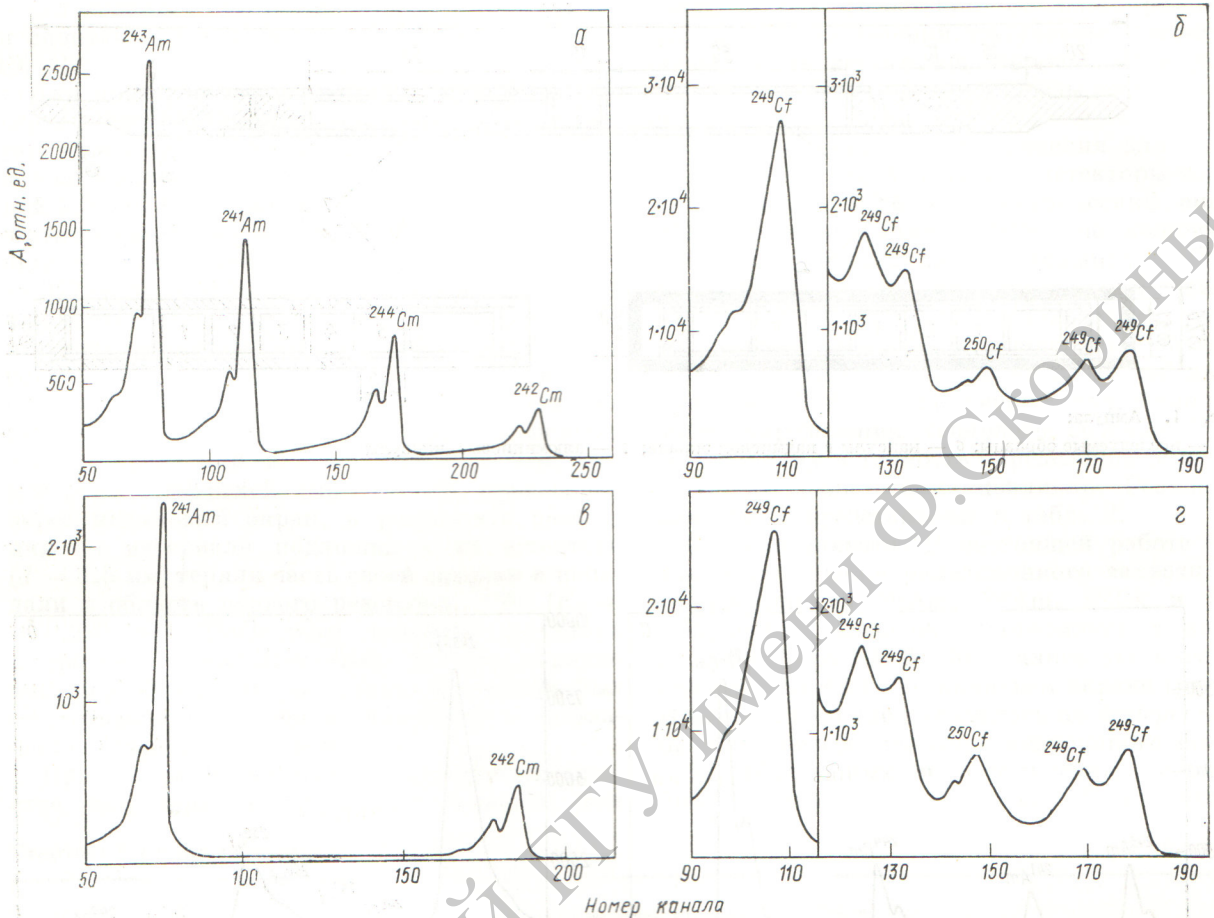


Рис. 3. Альфа-спектры облученных эпителловым спектром нейтронов (обозначения те же);

каждого исследуемого изотопа), которые затем измерялись на альфа-спектрометре. Альфа-спектры (с разрешением ~ 25 кэВ) всех исследуемых изотопов показаны на рис. 2 и 3.

Тепловые сечения и резонансные интегралы захвата определялись по накоплению дочерних продуктов, образовавшихся в результате захвата нейтронов ядрами исследуемых изотопов.

Реакция захвата (n, γ) ядрами ^{241}Am приводит к образованию ^{242}Am в основном и возбужденном состояниях. Ядра ^{242}Am с периодом полураспада 16,1 ч путем β -распада (83,6%) превращаются в ^{242}Cm . Содержание ^{242}Cm в облученных образцах было определено из соотношения интенсивности α -линий ^{242}Cm и ^{241}Am .

Содержание ^{242m}Am в облученных образцах определялось с помощью ТГД. Из облученных и необлученных образцов ^{241}Am были приготовлены мишени, которые затем в виде сэндвичей с пластинками слюды облучались потоком ней-

тронов реактора СМ-2. По разности скорости реакций деления в облученных и необлученных образцах на одно стартовое ядро ^{241}Am определяли содержание ^{242m}Am . В расчетах использовались тепловое сечение деления ^{242m}Am $\sigma_{\gamma} = 7200$ б и его резонансный интеграл $I = 1570$ б. Результаты работы [6] следует считать наиболее достоверными, поскольку исследуемая америциевая мишень имела высокое содержание ^{242m}Am ($\sim 19,7\%$).

Как и для ^{241}Am , реакция захвата нейтронов (n, γ) при облучении ^{243}Am приводит к образованию ^{244}Am в основном и метастабильном состояниях. Ядра ^{244g}Am с периодом полураспада 26 мин и ядра ^{244m}Am с периодом полураспада 10,1 ч путем β -распада превращаются в ядра ^{244}Cm .

Содержание ^{244}Cm в облученных образцах было определено с помощью α -спектрометрического анализа.

Ядерно-физические константы исследуемых изотопов, использованные при расчете сечений

Таблица 3

Изотоп	$T_{1/2}$	E , МэВ	γ *, %
^{241}Am	432,7 г.	5,486	85,5
^{243}Am	7370 лет	5,275	87,5
^{242}Cm	163 сут	6,114	73,8
^{244}Cm	18,1 г.	5,806	76,5
^{249}Bk	310 сут	—	—
^{249}Cf	352 г.	5,812	83,7
^{250}Cf	13,08 г.	6,031	83,0

* Выход α -линии данной энергии на акт распада.

Накопление ^{250}Cf в облученных образцах ^{249}Bk и ^{249}Cf было определено по измерениям интенсивности α -линий ^{250}Cf и ^{249}Cf .

Содержание накопившихся изотопов кюрия было определено с погрешностью 1—2%, но следует отметить, что интегральный поток эпитепловых нейтронов оказался недостаточным для облучения изотопов ^{241}Am и ^{249}Cf , что привело к значительному увеличению погрешности в определении содержания ^{250}Cf , ^{242m}Am и времени на α -спектрометрические измерения кадмированных образцов.

С учетом результатов измерения изотопного состава облученных и необлученных образцов, времени облучения и нейтронных потоков были рассчитаны тепловые сечения и резонансные

интегралы захвата для исследуемых изотопов (табл. 3). Для расчетов сечений радиационного захвата (табл. 4) использовались уравнения, полученные из условия равновесия между материнским и дочерним элементами:

$$I_{\gamma} = \frac{\left(\frac{N_d}{N_{ст}}\right)_{\text{Cd}} e^{\left(\frac{\ln 2}{T_d} t_2\right) \ln 2}}{\Phi_{\text{epi}} T_d \left[1 - e^{\left(\frac{\ln 2}{T_d} t_1\right)}\right]}; \quad (1)$$

$$\sigma_{\gamma} = \frac{\left[\left(\frac{N_d}{N_{ст}}\right) - \left(\frac{N_d}{N_{ст}}\right)_{\text{Cd}} F_{\text{Cd}}\right] e^{\left(\frac{\ln 2}{T_d} t_2\right) \ln 2}}{\Phi_{\text{thg}}(T) T_d \left[1 - e^{\left(\frac{\ln 2}{T_d} t_1\right)}\right]}; \quad (2)$$

где $N_d/N_{ст}$ и $(N_d/N_{ст})_{\text{Cd}}$ — отношения ядер дочернего и стартового элементов в образцах, облученных полным и эпитепловым спектром нейтронов соответственно; Φ_{th} и Φ_{epi} — плотность потока тепловых и эпитепловых нейтронов; T_d — период полураспада дочернего элемента; t_1 и t_2 — время облучения и выдержки образцов; F_{Cd} — кадмиевая поправка ($E_{\text{Cd}} = 0,68$ эВ) [18]; $g(T)$ — поправка на отклонение хода сечения от $1/v$ в тепловой области нейтронов ($T = 65^\circ\text{C}$).

Сравнивая результаты в табл. 2 и 4, можно сделать вывод, что полученные в настоящей работе данные о сечениях радиационного захвата и деления довольно хорошо согласуются с результатами других авторов. В ряде работ

Сечения радиационного захвата

Таблица 4

Изотоп	Настоящая работа		Опубликованные данные	
	σ ($v = 2200$ м/с), б	I , б	σ ($v = 2200$ м/с), б	I , б
^{241}Am	780 ± 50 *	1570 ± 10 *	748 ± 20 [13] 670 ± 60 [7]	1440 ± 120 [12] 1330 ± 117 [13]
^{241}Am	73 ± 14 **	230 ± 80 **	$83,8 \pm 2,6$ [13] 70 ± 5 [7]	250 ± 50 [12] $208 \pm$ [13]
^{243}Am	83 ± 6	2200 ± 150	$79,3 \pm 2,6$ [1] 75 ± 6 [7]	$2340 \pm$ [14] 2250 [15]
^{249}Bk	1800 ± 100	1100 ± 100 1300 ± 300	1700 [15] 1300 ± 300 [1] 1100 ± 300 [16]	1820 ± 70 [1] 1100 [12] 1850 [13]
^{249}Cf	530 ± 33	720 ± 120	465 ± 25 [17] 270 ± 100 [15]	4030 [12] 765 ± 35 [1]

* Сечение реакции $^{241}\text{Am}(n, \gamma) \rightarrow ^{242g}\text{Am}$.
** Сечение реакции $^{241}\text{Am}(n, \gamma) \rightarrow ^{242m}\text{Am}$.

сечения захвата определялись по накоплению продуктов длительного нейтронного облучения, далеких от исходного ядра, результаты же настоящей работы получены для цепочек превращений, состоящих из двух звеньев, что значительно снижает погрешность эксперимента и увеличивает достоверность. Следует отметить, что в данном эксперименте облучались образцы с содержанием индикаторных количеств исследуемых изотопов < 1 мкг, что позволило свести к минимуму эффект самоэкранировки, который, на наш взгляд, является одной из основных причин разброса экспериментальных результатов по резонансным интегралам захвата и деления.

Основной вклад в ошибки измерений сечений захвата и деления вносили погрешности в определении нейтронных потоков, поскольку эффективность регистрации γ -квантов спектрометром находили по ОСГИ, изготовленным с погрешностью 3—5%. Дальнейшее уточнение тепловых сечений и резонансных интегралов захвата и деления может быть обеспечено экспериментами с использованием моноизотопных мишеней при повышении точности определения нейтронных потоков.

Поступила в Редакцию 25/XI 1975 г.

УДК 621.384.326.22.536

Использование пироэлектрического детектора для дозиметрии

импульсного гамма-излучения

КРЕМЕНЧУГСКИЙ Л. С., СТРАКОВСКАЯ Р. Я.

В последние годы интенсивно разрабатываются и исследуются пироэлектрические приемники излучения (ППИ) для измерения излучения в оптическом диапазоне длин волн [1, 2]. В то же время имеются сообщения об успешном использовании ППИ для измерения ионизирующего излучения [3—5]. Малая инерционность позволяет их использовать для импульсных измерений, а высокая радиационная стойкость керамических пироактивных материалов [6] и широкий динамический диапазон измерений — для дозиметрии мощных потоков ионизирующего излучения. В работе [4] рассмотрен случай квазидиабатического поглощения энергии γ -излучения, что справедливо для коротких импульсов излучения.

В настоящей работе изложены результаты исследований ППИ для дозиметрии γ -излучения в более общем случае. Принцип действия ППИ

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. BNL-325, 3rd ed., v. 1 1973.
2. Капустик А. и др. «Приборы и техника эксперимента», 1968, т. 1, с. 43.
3. Александров Б. М. и др. «Атомная энергия», 1970, т. 28, вып. 4, с. 361.
4. Metta D. e.a. «J. Inorg. and Nucl. Chem.», 1965, v. 27, p. 33.
5. Cabell M. In: Proc. IAEA Symp. «Nucl. Data for Reactors — 1966». V. II. Paris, 17—21 Oct. 1966.
6. Woefenberg K. e.a. «J. Nucl. Energy», 1966, v. 20, p. 558.
7. Бак М. А. и др. «Атомная энергия», 1967, т. 23, вып. 4, с. 316.
8. Hulet E. «Phys. Rev.», 1957, v. 107, p. 1294.
9. Benjamin R. «Nucl. Sci. and Engng», 1972, v. 47, N 2, p. 203.
10. Halperin J. e.a. ORNL-4584, 1970.
11. Diamond H. «J. Inorg. and Nucl. Chem.», 1968, т. 30, N 9, p. 2553.
12. Eberle A. KFK-1544, 1972.
13. Harbour R. «Nucl. Sci. and Engng», 1973, v. 50, N 3, p. 364.
14. Butler J. «Canad. J. Phys.», 1957, v. 35, p. 147.
15. Ковшин В. «Вестник АН БССР», 1972, № 3, с. 26.
16. Harvey A. «Phys. Rev.», 1954, v. 95, N 7, p. 581.
17. Benjamin R. e.a. In: Proc. 3rd Conf. on Neutron Cross Section and Technology. Knoxville, 15—16 March 1971, p. 116.
18. Васильев Р. Д. Основы метрологии нейтронного излучения. М., Атомиздат, 1972.

состоит в том, что поглощение энергии излучения вызывает прирост температуры пироактивного кристалла, который влечет за собой изменение поляризации. В результате на обкладках детектора появляются свободные электрические заряды и в цепи возникает ток (пироэлектрический эффект). Пироэлектрическая природа возникновения сигнала в поляризованных сегнетоэлектриках под действием ионизирующего излучения обсуждалась в работе [3] и подтверждается в наших исследованиях.

Особенности работы ППИ при детектировании γ -излучения по сравнению с измерением излучения оптического диапазона состоят в следующем.

1. В связи с тем, что γ -излучение поглощается объемом детектора практически равномерно, его диффузионная постоянная времени близка