

величинах деформации последняя может перераспределяться между частицами таким образом, что единичные нарушения у каждой частицы не обязательно приводят к образованию трещин.

Итак, можно высказать следующие предположения о возможном механизме распухания урана. Разрушение урана под облучением вследствие образования трещин механического происхождения может наблюдаться в узком интервале температур вблизи 400° С. Упрочняя границы зерен, можно сместить этот интервал в сторону более высоких температур. При этом ввиду активации диффузионной подвижности внутри зерна условия для образования трещин будут менее благоприятными и ускоренное распухание, связанное с образованием трещин, может прекратиться. При высоких скоростях облучения, когда напряжения радиационного роста сохраняются до температур 450—550° С, должна наблюдаться другая форма ускоренного

распухания урана: образование у границ зерен и других поверхностей раздела фаз сферических пор диффузионного происхождения при температурах свыше 500° С. Как следует из проведенного выше анализа, дисперсные частицы могут существенно ограничивать скорость роста таких пор.

Поступила в Редакцию 19/XII 1970 г.

В окончательной редакции 4/V 1970 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Speight, G. Greenwood. J. Nucl. Materials, **16**, 327 (1965).
2. J. Harrison. J. Nucl. Materials, **23**, 139—153 (1967).
3. D. Taplin. J. Austral. Inst. Metals, **12**, 32—44 (1967).
4. P. Grenier, P. Lacombe. J. Nucl. Materials, **22**, 3, 241—256 (1967).
5. J. Holmes. Trans. Amer. Soc. Metals, **59**, No. T-I (1966).
6. В. Е. Иванов. «Атомная энергия», **29**, 178 (1970).
7. S. Buckley. AERE-R, 5262, 1966.

Подбарьерное деление Pu^{238} нейтронами

С. Б. ЕРМАГАМБЕТОВ, Г. Н. СМЕРЕНКИН

УДК 539.173.4

Ход сечения деления $\sigma_f \text{Pu}^{238}$ быстрыми нейтронами, так же как у большинства четно-четных ядер-мишеней, имеет «пороговый» характер и, как показал анализ [1], в области нескольких сот килоэлектронвольт удовлетворительно согласуется с монотонной экспоненциальной зависимостью средней делительной ширины:

$$\Gamma_f(E_n) \sim P(E_n) = \left[1 + \exp \left(2\pi \frac{E_f - B_n - E_n}{\hbar\omega} \right) \right]^{-1}, \quad (1)$$

где P , E_f , $\hbar\omega$ — соответственно проникаемость, высота и параметр кривизны барьера деления. Однако величина $\Gamma_f(0) \approx 30\text{—}50 \text{ Мэв}$, полученная из этого анализа путем экстраполяции делительной ширины к $E_n = 0$, в несколько десятков раз превосходит тепловое значение Γ_f^T , приблизительно равное 1 Мэв , которое легко оценить по радиационной ширине $\Gamma_\gamma \approx 30 \text{ Мэв}$, сечениям деления и поглощения, равным соответственно 18 и 615 барн [2]. В 1965 г. в работе [3] были даны экспериментальные верхние оценки делительных ширин Γ_{fr} для трех первых резонансов реакции $\text{Pu}^{238} + n$, приведенные в в табл. 1. Они свидетельствовали о еще более

сильном несоответствии между Γ_{fr} и $\Gamma_f(0)$. Более поздние результаты измерений [4], также приведенные в табл. 1, показали значительно большую делимость Pu^{238} s -нейтронами. Определенная по десяти первым резонансам средняя делительная ширина $\bar{\Gamma}_{fr}$ составила около 5 Мэв , что значительно больше значений Джеймса [3], но по-прежнему существенно меньше величины $\Gamma_f(0)$ из работы [4].

Соотношение $\Gamma_{fr}/\Gamma_f(0) \ll 1$ реализуется у многих ядер и получило истолкование в рамках представлений о двугорбом барьере деления [5] как следствие промежуточной структуры сечений в резонансной области энергий нейтронов.

Данные о делительных ширинах (Мэв) Pu^{238} в эпитепловой области энергий нейтронов Таблица 1

Резонансная энергия нейтронов, эв	Данные работ	
	[3]	[4]
2,9	0,083	1,2
10,1	0,196	6,8
18,7	0,202	1,6

[6]. Происхождение этой структуры связывается с существованием квазистационарных уровней во второй яме (между горбами). Данная интерпретация допускает значительные отклонения Γ_{fr} от среднего значения в промежутке между уровнями без подавления s -волны в целом, которое часто предполагалось при обсуждении резкого расхождения Γ_{fr} и $\Gamma_f(0)$. Эти следствия модели двугорбного барьера подтверждаются результатами анализа распределения делительных ширин в реакциях (n, f) на Pu^{240} и Np^{237} [6], обнаруживающих особенно большой масштаб изменения $\Gamma_{fr}/\bar{\Gamma}_{fr}$.

Существующая информация о делении Pu^{238} резонансными нейтронами недостаточна и, как следует из изложенного выше, очень противоречива. Однако вопрос о роли s -волны в делении Pu^{238} может быть решен и иначе: путем исследования σ_f в области более высоких энергий, где отдельные резонансы не разрешаются, но в сечение образования составного ядра s -волна вносит преобладающий вклад. Такие измерения были выполнены нами на электростатическом генераторе для ядра-мишени Pu^{238} . Предварительные результаты этих измерений опубликованы в работе [7]. В настоящей работе приводятся уточненные данные и результаты более подробного анализа.

Измерения проводились относительным методом. Эталоном служил U^{235} . Регистрация осколков деления осуществлялась стеклянными детекторами. Источником нейтронов служила реакция $T(p, n)$. Как правило, облучению подвергалось сразу несколько пар делящихся слоев

Результаты измерений сечений деления $\sigma_f \text{Pu}^{238}$

Таблица 2

$E_n, \text{кэВ}$	$\sigma_f (\text{Pu}^{238}), \text{барн}$	$E_n, \text{кэВ}$	$\sigma_f (\text{Pu}^{238}), \text{барн}$
$2,4 \pm 1,3$	$1,70 \pm 0,18$	420 ± 15	$1,14 \pm 0,05$
$5,5 \pm 2,5$	$1,30 \pm 0,12$	635 ± 25	$1,60 \pm 0,06$
$11,3 \pm 6,0$	$0,83 \pm 0,06$	680 ± 25	$1,60 \pm 0,06$
$14,4 \pm 5,0$	$0,88 \pm 0,07$	770 ± 25	$1,67 \pm 0,07$
$25,5 \pm 10$	$0,55 \pm 0,04$	910 ± 10	$2,06 \pm 0,08$
$46,4 \pm 20$	$0,62 \pm 0,04$	1080 ± 20	$2,11 \pm 0,08$
53 ± 6	$0,52 \pm 0,03$	1210 ± 20	$2,13 \pm 0,08$
70 ± 7	$0,50 \pm 0,03$	1330 ± 20	$2,08 \pm 0,08$
78 ± 10	$0,47 \pm 0,02$	1430 ± 25	$2,20 \pm 0,10$
110 ± 7	$0,62 \pm 0,03$	1500 ± 20	$2,15 \pm 0,07$
120 ± 10	$0,53 \pm 0,03$	1650 ± 20	$2,20 \pm 0,10$
200 ± 20	$0,60 \pm 0,03$	1800 ± 20	$2,18 \pm 0,10$
250 ± 5	$0,80 \pm 0,04$	2000 ± 20	$2,30 \pm 0,10$
290 ± 20	$0,84 \pm 0,04$	2260 ± 20	$2,25 \pm 0,09$
305 ± 10	$1,05 \pm 0,05$	2400 ± 20	$2,22 \pm 0,09$
350 ± 8	$1,06 \pm 0,04$		

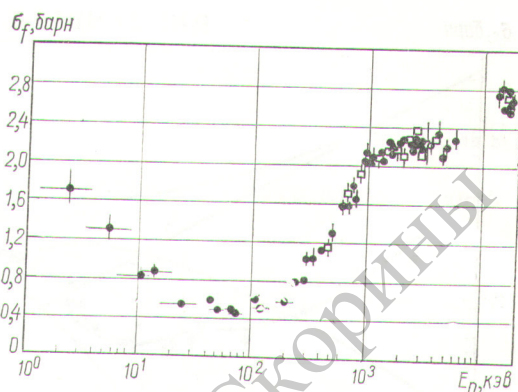


Рис. 1. Зависимость сечения деления $\sigma_f \text{Pu}^{238}$ от энергии нейтронов E_n .

□ — [9], ▲ — [10], ● — настоящая работа и [8].

и детекторов, установленных под разными углами от 0 до 150° к направлению пучка протонов. Использованный Pu^{238} был практически изотопически чистым (99,8%), поэтому деление примесей не учитывалось. Относительный ход $\sigma_f \text{Pu}^{238}$, исправленный на фон спонтанных делений, а также делений надкадмиевыми нейтронами и нейтронами, рассеянными в мишени, нормировался к значениям, полученным нами ранее [8]. Результаты измерений $\sigma_f \text{Pu}^{238}$ приведены в табл. 2, использованные нами опорные значения $\sigma_f \text{U}^{235}$ были взяты из работы [9]. На рис. 1 представлены хорошо согласующиеся между собой данные о $\sigma_f \text{Pu}^{238}$ настоящей работы и работ [8–10]. Подробные данные в области $0,1 \leq E_n \leq 1,5 \text{ МэВ}$ из работ [1, 2] в среднем на 20–30% выше, однако относительный ход σ_f очень близок к приведенному на рис. 1.

Как нам стало недавно известно из работы [11], диапазон энергий 1–10 кэВ изучен в эксперименте, в котором в качестве источника нейтронов использован ядерный взрыв [12]. Результаты этих измерений обнаруживают резонансную структуру с шириной резонансов примерно 0,1–0,2 кэВ и средним расстоянием между ними $\sim 1 \text{ кэВ}$, которая в работе [11] связывается с квазистационарными состояниями делящегося ядра Pu^{239} во второй яме. Энергетическое разрешение наших измерений сильно сглаживает эту структуру, однако данные обоих экспериментов (если усреднить значения работы [12] по интервалам $2\Delta E_n$, указанным в табл. 1) согласуются вполне удовлетворительно.

На рис. 2 наряду с экспериментальными данными о $\sigma_f \text{Pu}^{238}$ приведены сечения образования составного ядра σ_c и его парциальные компоненты $\sigma_c^{(l)}$ для s -, p -, d -нейтронов. Даже не

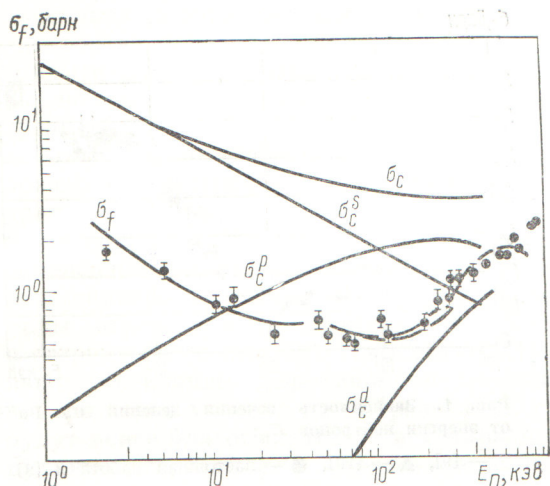


Рис. 2. Сравнение результатов расчета и эксперимента: σ_c и $\sigma_c^{(l)}$ — сечение образования составного ядра и его парциальные компоненты соответственно для s -, p -, d -нейтронов. Сплошная кривая σ_f — расчет по формулам (1) — (3); пунктир — расчет с учетом всех доступных состояний $K \leq 7/2$.

прибегая к детальному анализу, из сравнения приведенных характеристик можно заключить, что деление Pu^{238} s -нейтронами играет значительную роль. Энергетическая зависимость сечения деления Pu^{238} в области энергий нейтронов менее 50 кэв качественно не отличается от хода $\sigma_f(E)$ U^{233} , U^{235} , Pu^{239} и других изотопов, хорошо делящихся медленными нейтронами [2].

Для качественного сопоставления вероятности деления Pu^{238} s - и p -нейтронами мы рассчитали сечение деления по формуле статистической теории Хаузера и Фешбаха

$$\sigma_f = \frac{\pi \lambda^2}{2} \sum_{J, K, \pi} (2J+1) \times \times T_l^J \frac{P_{K\pi}}{\sum_{K' \leq J} P_{K'\pi} + \sum_{l', j', v} T_{l'}^{j'} (E_n - E_v) + \frac{2\pi}{D_J} \Gamma_\gamma} \quad (2)$$

в предположении, что проницаемости для s - и p -нейтронов равны, т. е.

$$P_{JK\pi} = P_{K\pi} = P_{1/2+} = P_{1/2-} = P_{3/2-}, \quad (3)$$

где K — проекция углового момента составного ядра J на ось симметрии; λ — длина волны нейтрона; T_l^J — коэффициенты проницаемости нейтронов с орбитальными моментами l [13]; $\pi = (-1)^l$; $j' = l' \pm 1/2$; E_v — уровни ядра-мишени; $D_J = \frac{2D_{1/2}}{2J+1}$ — расстояние между уровнями составного ядра со спином J ($D_{1/2} =$

$= 10$ эв); $\Gamma_\gamma = 30$ Мэв — радиационная ширина. Сплошная кривая $\sigma_f(E_n)$ на рис. 2 рассчитана с использованием формул (1) — (3) и соответствует параметрам $E_f = 0,5$ Мэв, $\hbar\omega/2\pi = 0,115$ Мэв, $P(0) = 10^{-2}$, $\Gamma_f(0) = 15$ Мэв. Последняя величина лишь в три раза превосходит оценку $\bar{\Gamma}_{fr}$ в работе [13]. Пунктиром показаны результаты расчета, в котором предположение (3) распространено на доступные по угловому моменту состояния $K \leq 7/2$ обеих четностей.

Принимая во внимание узость интервала, по которому усреднены ширины отдельных резонансов Γ_{fr} в работе [4], наличие сложной структуры $\sigma_f(E_n)$, обусловленной квазицандональными состояниями во второй яме, а также приближенность исходных предпосылок настоящего анализа, не имеет смысла придавать серьезное значение расхождению $\bar{\Gamma}_{fr}$ и $\Gamma_f(0)$. Результаты данного эксперимента свидетельствуют об отсутствии каких-либо значительных запретов для деления Pu^{238} s -нейтронами. Этот вывод подтверждается также результатами совместного анализа сечений и угловой анизотропии реакций $\text{Pu}^{239}(\gamma, f)$ и $\text{Pu}^{238}(n, f)$ в работе [14].

Авторы выражают признательность М. К. Голубевой за просмотр стеклянных детекторов.

Поступила в Редакцию 11/V 1970 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. П. Е. Воротников и др. «Ядерная физика», 3, 479 (1966).
2. Neutron Cross Sections. BNL-325, 2nd Ed., Suppl. No. 2, Vol. III, 1965.
3. G. James. In «Proc. Simp. on Phys. and Chem. of Fission (Salzburg, 1965)». Vol. 1. Vienna, IAEA, 1965, p. 235.
4. C. Bowman et al. Phys. Rev. Letters, 18, 15 (1967).
5. Е. В. Гай и др. «Ядерная физика», 10, 542 (1969).
6. E. Migneco, G. Theobald. Nucl. Phys., A112, 603 (1968); A. Fubini et al. Phys. Rev. Letters, 20, 1373 (1968).
7. С. Б. Ермагамбетов, Г. Н. Смиреникин. «Письма ЖЭТФ», 9, 510 (1969).
8. С. Б. Ермагамбетов, Г. Н. Смиреникин. «Атомная энергия», 25, 527 (1968).
9. Neutron Cross Section. BNL-325, Suppl. No. 2, Vol. III, 1965; W. Davey. Nucl. Sci. Engng, 26, 149 (1966).
10. D. Barton, P. Koontz. Phys. Rev., 162, 1070 (1967).
11. J. Lynn. In «Proc. Simp. on Phys. and Chem. of Fission». Vienna, IAEA, 1969, p. 249.
12. M. Silbert. Report LA-4108-MS, 1969.
13. С. Б. Ермагамбетов и др. «Ядерная физика», 8, 704 (1968).
14. А. С. Солдатов, Ю. М. Ципенюк, Г. Н. Смиреникин. «Ядерная физика», 11, 992 (1970).