

где q_0 — эквивалентная по γ -излучению концентрация тория, $мкюри/см^3$; множитель

$$B_d = 1,5 \left(1 + \frac{0,5}{Z_{эфф}} \right) \quad (15)$$

есть фактор накопления для бесконечной ториевой руды.

Автор считает своим приятным долгом выразить благодарность В. П. Машковичу, Б. П. Булатову, В. И. Иванову, А. Г. Граммакову и В. Л. Шашкину за полезные советы и внимание к работе.

Поступило в Редакцию 1/XI 1971 г.
В окончательной редакции 17/II 1972 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. Б. Васильев. В кн. «Труды Иркутского политехнического института». Вып. 71. Иркутск, 1971, стр. 35.
2. Л. Р. Кимель. В сб. «Вопросы дозиметрии и защиты от излучений». Вып. 3. М., Атомиздат, 1964, стр. 16.
3. А. М. Панченко. «Атомная энергия», 14, 408 (1963).

Относительные выходы изотопов ксенона при делении Pu^{239} и U^{233} нейтронами

К. А. ПЕТРЖАК, М. Г. ПАНЬЯН, В. Ф. ТЕННЫХ, М. Я. КОНДРАТЬКО

УДК 539.172.6:546.295

Изучение образования магических ядер с $Z = 50$ и $N = 82$ и определение выходов этих осколков при делении тяжелых ядер представляют как теоретический, так и практический интерес.

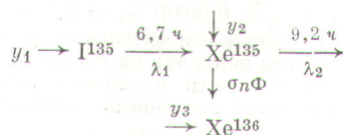
В работах [1—6] исследовалась структура кривой выходов осколков в области массовых чисел $A = 120 \div 150$ при делении Pu^{239} и U^{233} медленными нейтронами. В работах [1—3] отмечается наличие незначительной тонкой структуры выходов в области массовых чисел $A = 131 \div 136$, содержащих осколки с $Z = 50$ и $N = 82$ при делении Pu^{239} тепловыми нейтронами. Полученные в этих работах относительные выходы согласуются между собой. Результаты работ [4—6], в которых изучалось деление U^{233} медленными нейтронами, показывают значительный экспериментальный разброс выходов в области $A = 131 \div 136$.

В настоящей работе были определены масс-спектрометрическим методом относительные выходы изотопов ксенона при делении Pu^{239} и U^{233} тепловыми нейтронами.

Мишени из U^{233} и Pu^{239} облучались потоком тепловых нейтронов $6 \cdot 10^{13}$ нейтр/см²·сек в канале реактора ФТИ им. А. Ф. Иоффе АН СССР. Методика выделения ксенона из облученных мишеней и измерение изотопного состава на масс-спектрометре подробно описаны в работах [7, 8]. Полученные относительные выходы приведены в таблице.

Экспериментальные данные недостаточно точно отражают относительные выходы массовой цепочки $A = 136$, так как при облучении мишеней в реакторе изотоп Xe^{136} образуется не только в результате деления, но и как продукт захвата тепловых нейтронов осколочным Xe^{135} . Поэтому для нахождения истинного выхода изобарной массовой цепочки ($A = 136$) при делении необходимо вводить поправку на образование Xe^{136} в реакции $Xe^{135}(n, \gamma)Xe^{136}$.

Сравнение результатов для Pu^{239} , полученных при облучении мишеней нейтронами в течение 200 и 1 ч, показывает, что при длительном облучении соотношения выходов изотопов ксенона сильно искажены вследствие повышенного выхода Xe^{136} . Поэтому в измеренные величины относительно выходов была введена поправка, при расчете которой использовалась следующая схема ядерных реакций:



где y_1 и y_2 — кумулятивные выходы I^{135} и Xe^{136} при делении; y_3 — независимый выход изотопа Xe^{135} при делении; λ_1 и λ_2 — константы β -распада соответственно I^{135} и Xe^{135} ; σ_n — сечение захвата тепловых нейтронов

Относительные выходы изотопов ксенона при делении Pu^{239} и U^{233} тепловыми нейтронами

Изотоп ксенона	Pu^{239}				U^{233}	
	$t = 200 \text{ ч},$ $\Phi = 6 \cdot 10^{13} \text{ нейтр/см}^2 \cdot \text{сек}$		$t = 1 \text{ ч},$ $\Phi = 6,4 \cdot 10^{13} \text{ нейтр/см}^2 \cdot \text{сек}$		$t = 1 \text{ ч},$ $\Phi = 6 \cdot 10^{13} \text{ нейтр/см}^2 \cdot \text{сек}$	
	относительный выход, %	с учетом поправки, %	относительный выход, %	с учетом поправки, %	относительный выход, %	с учетом поправки, %
Xe^{131}	13,2±0,86	16,6±1,1	17,2±0,53	17,5±0,54	15,4±3,1	15,8±3,2
Xe^{132}	17,8±1,2	22,5±1,6	22,5±0,74	22,8±0,75	18,7±1,9	19,2±1,9
Xe^{134}	25,8±1,3	32,5±1,6	31,4±0,47	30,8±0,46	26,0±2,3	26,9±2,4
Xe^{136}	43,2±1,3	28,3±0,85	29,9±0,6	29,1±0,59	40,0±2,0	38±1,9

изотопом Xe^{135} , равное $2,7 \cdot 10^6$ барн [9]; Φ — поток тепловых нейтронов.

Пренебрегая короткоживущими предшественниками Te^{135} и I^{136} , получим систему уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{dN_1}{dt} &= y_1 P - \lambda_1 N_1; \\ \frac{dN_2}{dt} &= y_2 P + \lambda_1 N_1 - (\lambda_2 + \sigma_n \Phi) N_2; \\ \frac{dN_3}{dt} &= y_3 P + \sigma_n \Phi N_2, \end{aligned}$$

где t — время облучения; N_1, N_2, N_3 — число ядер $\text{I}^{135}, \text{Xe}^{135}$ и Xe^{136} ; $P = n \sigma_f \Phi$ — число актов деления в 1 сек; n — число исходных ядер Pu^{239} ; σ_f — сечение деления Pu^{239} .

Решение системы уравнений дает возможность получить выражение для поправочного коэффициента K , взятого как отношение числа ядер Xe^{136} (продукт деления) к полному числу ядер изотопа Xe^{136} :

$$K = \frac{y_3 t}{y_3 t + \frac{\sigma_n \Phi}{\Lambda_2} (y_1 + y_2) t + \frac{\sigma_n \Phi}{\Lambda_2} \left(\frac{y_1}{\Lambda_2 - \lambda_1} - \frac{y_1 + y_2}{\Lambda_2} \right)} \times \frac{1}{1 - e^{-\Lambda_2 t} - \frac{y_1 \sigma_n \Phi}{\lambda_1 (\Lambda_2 - \lambda_1)} (1 - e^{-\lambda_1 t})};$$

где Λ_2 — эффективная константа перехода из ядер массовой цепочки 135 в цепочку 136:

$$\Lambda_2 = \lambda_2 + \sigma_n \Phi.$$

При расчете поправки были использованы величины выходов массовых цепочек, приведенные в работе [10]. Кумулятивные и независимые выходы отдельных членов цепочек определялись согласно гипотезе равного смещения заряда Гленденина и Папаса и эмпирическим формулам [11, 12]. При делении Pu^{239} тепловыми нейтронами были получены следующие значения выходов: $y_1 = 0,0507$; $y_2 = 0,0046$; $y_3 = 0,05008$.

В таблице приведены относительные выходы изотопов ксенона с учетом поправки на реакцию $\text{Xe}^{135}(n, \gamma)\text{Xe}^{136}$. В пределах точности измерения исправленные значения относительных выходов изотопов для случаев

кратковременного и длительного облучения совпадают. Приведенные в таблице данные свидетельствуют о наличии незначительной тонкой структуры выходов при делении Pu^{239} тепловыми нейтронами. Полученные результаты согласуются с данными работ [1—3].

Облучение U^{235} тепловыми нейтронами проводилось в течение 1 ч, поэтому поправка на захват тепловых нейтронов изотопом Xe^{135} была несущественной (см. таблицу).

Согласно полученным данным, при делении U^{235} тепловыми нейтронами выход изотопа Xe^{136} существенно превышает выход Xe^{134} , что свидетельствует об отсутствии тонкой структуры выходов в исследуемой области массовых чисел $A = 131 \div 136$. Результаты настоящей работы подтверждают измерения, полученные в работе [13], и расходятся с результатами, опубликованными в работах [4—6].

Поступило в Редакцию 22/XI 1971 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. W. Fleming et al. Canad. J. Chem., 34, 193 (1956).
2. D. Wiles et al. Canad. J. Chem., 34, 227 (1956).
3. H. Fickel, R. Tomlinson. Canad. J. Phys., 37, 916, 926 (1969).
4. D. Bidinosti et al. Canad. J. Chem., 39, 628 (1961).
5. R. Ganpathy et al. J. Inorg. and Nucl. Chem., 29, 257 (1967).
6. J. Carrison, B. Roos. Nucl. Science and Engng, 12, 1118 (1960).
7. М. Г. Паньян и др. «Приборы и техника эксперимента», № 4, 250 (1971).
8. К. А. Петржак, М. Г. Паньян, В. Ф. Теплых. «Ядерная физика», 11, 1178 (1970).
9. Атлас нейтронных сечений. Изд. 2-е. М., Атомиздат, 1959, стр. 15.
10. Ю. А. Зыбин и др. Выходы продуктов деления и их распределения по массам. М., Атомиздат, 1963, стр. 58.
11. A. Wahl et al. Phys. Rev., 126, 1112 (1962).
12. K. Wolfsberg. Phys. Rev., 137, 313, 926 (1965).
13. W. Fleming et al. Canad. J. Chem., 32, 522 (1952).

Влияние магнитного поля на диффузию нейтронов и возможность магнитного регулирования реакторов

В. В. ОРЛОВ, Ю. П. КАЗАЧЕНКОВ

УДК 621.039.512.4

Наличие у нейтрона спина и магнитного момента создает принципиальную возможность воздействия на их диффузию с помощью магнитного поля. Давно известен один из механизмов такого воздействия, связанный с магнитным рассеянием медленных нейтронов атомами намагниченного ферромагнетика. Теория диффузии нейтронов в ферромагнетике была разработана И. Я. Померанчуком. Однако имеются и другие механизмы, которые связаны с чисто ядерными взаимодействиями и могут играть существенную роль для нейтронов в широком энергетическом интервале. Основными из таких механизмов являются спин-орбитальное и спин-спиновое взаимодействия.

Теория диффузии быстрых нейтронов в веществе с учетом спин-орбитального взаимодействия была разработана в работах [1, 2], где показано, что в некоторых случаях такое взаимодействие может приводить к заметному влиянию на распределение нейтронов в веществе. Если нейтроны диффундируют в среде в направлении e_z , то их вектор поляризации имеет направление [1]

$$p \sim [e_z \Omega], \quad (1)$$

где Ω — направление полета нейтрона. Поэтому нейтроны преимущественно рассеиваются в направлении, обратном их диффузии [1], что приводит к уменьшению коэффициента диффузии и увеличению отражающей