

Извлечение плутония расплавами фторидов

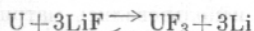
Г. П. НОВОСЕЛОВ, И. Н. КАЩЕЕВ, Ю. Д. ДОГАЕВ

УДК 546.791

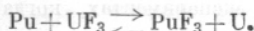
В работе [1] было показано, что металлы с меньшей, чем у урана, свободной энергией образования фторидов взаимодействуют с фторидами щелочных металлов более интенсивно. Это можно использовать для извлечения плутония из урана.

Плутоний извлекался смесью фторидов лития и кальция в соотношении 1 : 10 (по весу). При температуре 1523° К в течение 10—30 мин из навесок сплава весом 1—3 г, содержащих 0,3 мг/г плутония, извлекалось 96—98% последнего, а переход в соль урана не превышал 5%. Из сплавов Pu — Ni — Cu в аналогичных условиях плутоний извлекался также полно, а образования фторидов меди и никеля не обнаружено. Перемешивание солевой фазы вращающейся мешалкой со скоростью 120 об/мин не привело к существенному увеличению скорости извлечения плутония, которая составляла 0,017—0,050 мг/см²·мин при начальной концентрации его в уране 0,16—0,46 мг/г.

Извлечение плутония некоторые авторы [2] представляют как процесс, идущий в две стадии: образование фторида урана по реакции



с последующим извлечением плутония за счет фторида урана:



Однако результаты наших опытов со сплавами Pu — Ni — Cu, где уран отсутствовал, показывают, что извлечение плутония происходит непосредственно по реакции



Опыты с перемешиванием подтверждают такой ход процесса. При перемешивании слоёв расплава, близкие к металлической фазе, обедняются фторидом урана, поэтому при двухстадийном процессе скорость извлечения плутония должна была бы уменьшиться, однако этого не наблюдалось.

При плавках в индукционной печи, где металлическая фаза интенсивно перемешивалась электромагнитным полем, извлечение было выше, чем в печах сопротивления. Это позволяет считать диффузию плутония в металлической фазе лимитирующей стадией процесса.

(№ 359/5386. Статья поступила в Редакцию 15/V 1969 г., аппроксимация — 2/X 1969 г. Полный текст 0,25 а. л., 3 табл., 4 библиографических ссылки.)

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. П. Новоселов, И. Н. Кащеев, Ю. Д. Догаетов. См. настоящая выпуск, стр. 48.
2. A. В. U e r s. Nucleonics, 15, No. 6, 86 (1957).

О решении уравнения переноса методом характеристик

Л. П. БАСС

УДК 621.039.51.12

Применение метода характеристик с интерполяцией [1] при расчете двумерной защиты с осевой симметрией показало хорошие качества разностной схемы, в частности устойчивость и высокую точность при сравнительно редких сетках.

Недостаток алгоритма — громоздкость его логической схемы. При обсуждении этого вопроса Т. А. Гермогорова предложила модернизировать метод так, чтобы он сочетал простоту записи S_n -метода и хорошие качества метода характеристик.

В результате был разработан вариант метода, в котором удалось упростить логическую схему счета, используя для этого спрямление границ ячейки. Это позволило принять методу характеристик такую же форму записи, как и в S_n -методе, что облегчает сравнение этих методов. Это сравнение показало, что в алгоритмическом отношении метод характеристик не уступает S_n -методу.

Основная формула метода характеристик с интерполяцией [1] имеет вид

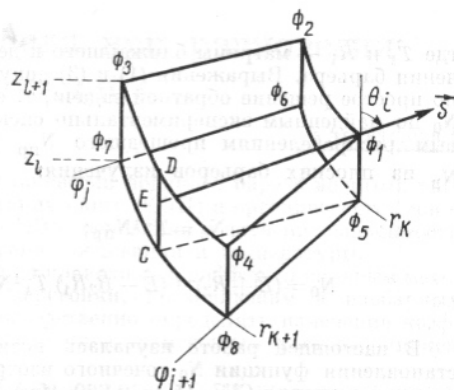
$$\Phi(r, s) = \Phi(r_1, s) C + [B(r_1, s) + B(r, s)] \frac{1-C}{2\sigma}. \quad (1)$$

Для цилиндрической ячейки (см. рисунок) формулу интерполяции в точке E можно записать так:

$$\Phi(r_1, s) = \Phi_{\text{инт}} = b d \Phi_2 + (1-a-b) d \Phi_3 + a d \Phi_4 + c \Phi_5 + (1-c-d) [b \Phi_6 + (1-a-b) \Phi_7 + a \Phi_8], \quad (2)$$

где a, b, c и d связаны простой зависимостью с размерами ячейки и направлением луча s . При этом отрезки дуг заменяются касательными. Такая замена приводит к погрешности второго порядка малости, что соответствует точности линейной интерполяции.

Если по такой же формуле получить $B(r_1, s) = B_{\text{инт}}$ и подставить $\Phi_{\text{инт}}$ и $B_{\text{инт}}$ в выражение (2), то



Ячейка разностной сетки в цилиндрической системе координат.

получим формулу, которая, как и при S_n -методе, позволяет по известным семи точкам разностей сети вычислить восьмую точку.

Величина $C = \exp(-\sigma\xi)$ в выражении (1) вычисляется по формуле $e^{-z} = (A_0 + A_1z + A_2z^2 + A_3z^3)^4$, требующей только восемь арифметических действий и обеспечивающей при $0 \leq z \leq 0,7$ точность порядка 10^{-6} .

Оценка числа операций и объема памяти показала, что размер программ и требования к памяти S_n -метода и метода характеристик одинаковы.

При применении метода характеристик возможных проигрыш во времени счета, равный $\sim 10-20\%$, легко компенсируется более высокой точностью, а также гарантией получения качественно корректного резуль-

тата, в то время как S_n -метод часто дает осциллирующие угловые и интегральные характеристики [2].

(№ 360/5343. Поступила в Редакцию 15/IV 1969 г. Полный текст 0,4 а. л., 3 рис.; 3 библиографических ссылки.)

ЛИТЕРАТУРА

1. Т. А. Гермогенова, Л. П. Басс, В сб. «Вопросы физики защиты реакторов». Вып. 3. М., Атомиздат, 1969, стр. 69.
2. P. J a u h o, H. K a l l i. Nucl. Sci. and Engng, 31, 318 (1968).

Восстановление функции спектрально-углового распределения источников излучения γ -квантов

С. А. ЧУРИН

УДК 621.039.539.122:535.33

Пусть на плоский барьер конечной толщины падает поток излучения, задаваемый вектором спектрально-углового распределения N_0 [1]. В этом случае спектрально-угловое распределение прошедшего $N_{пр}$ и отраженного $N_{от}$ излучений можно найти из следующих выражений:

$$N_{пр} = \hat{T}N_0; \tag{1}$$

$$N_{от} = \hat{R}N_0, \tag{2}$$

где \hat{R} и \hat{T} — матрицы отражения и пропускания элементарного слоя. Знание этих матриц позволяет решать большую часть задач физики защиты от излучений, в том числе находить спектрально-угловое распределение вышедшего из плоского барьера излучения N_B для источников γ -квантов, находящихся внутри барьера [2]:

$$N_B = \hat{T}_1(\hat{E} - \hat{R}_2\hat{R}_1)^{-1}(\hat{E} + \hat{R}_2)N_0, \tag{3}$$

где \hat{T}_1 и \hat{R}_1 — матрицы ближайшего к детектору излучения барьера. Выражения (1) и (3) допускают довольно простое решение обратной задачи, т. е. определение N_0 по найденным экспериментально спектрально-угловым распределениям прошедшего $N_{пр}$ и вышедшего N_B из плоских барьеров излучения:

$$N_0 = \hat{T}^{-1}N_{пр}; \tag{4}$$

$$N_0 = (\hat{E} + \hat{R}_2)^{-1}(\hat{E} - \hat{R}_2\hat{R}_1)\hat{T}_1^{-1}N_B. \tag{5}$$

В настоящей работе изучалась возможность восстановления функции N_0 точечного изотропного источника γ -излучения C^{137} ($E = 0,660$ Мэв), находящегося внутри однородных или слоистых сред, а также за плоскими однородными барьерами. Для решения поста-

вленной задачи использовались матрицы \hat{R} и \hat{T} , найденные методом Монте-Карло [2].

Для двух энергетических областей рассеянных γ -квантов были проанализированы результаты, полученные в трех экспериментах, когда источник находился:

- 1) за слоем алюминия толщиной $h = 2$ см;
- 2) между двух слоев железа одинаковой толщины $h = 1$ см;
- 3) между слоем железа ($h = 1$ см) и слоем алюминия ($h = 2$ см).

К первой энергетической области принадлежали γ -кванты основной энергетической группы (0,65—0,75 Мэв), ко второй — γ -кванты низкоэнергетической части спектра (0,03—0,65 Мэв). Сравнение углового распределения излучения источника, найденного без защитных экранов и с помощью выражений (4), (5), показывает, что результаты совпадают в пределах 5—10%.

Для низкоэнергетической части рассеянного излучения из-за различия методик проведения эксперимента и расчета матриц было выполнено сравнение итогов эксперимента и результатов его обработки только для интегральных характеристик. При этом в результате обработки данных эксперимента установлено, что полное число рассеянных γ -квантов низкоэнергетической области уменьшается в 8—10 раз.

(№ 361/5351. Статья поступила в Редакцию 17/IV 1969 г., аннотация — 3/VII 1969 г. Полный текст 0,3 а. л., 3 рис., 5 библиографических ссылок.)

ЛИТЕРАТУРА

1. G. P e e b l e s, M. P l e s s e t. Phys. Rev., 81, 430 (1951).
2. С. А. Ч у р и н. «Атомная энергия», 25, 426 (1968).