

бега осколков деления в образце (для стали ~1—2 мк). Протравленные треки представляют собой круглые или эллиптические темные пятна, размер которых зависит от длительности отжига и времени травления. Разрешающая способность метода, определяемая размерами травленных треков, составляла ~2 мк. В связи с тем что после травления детекторов, изготовленных из промышленной пленки ацетобутирата целлюлозы, имеет место наличие довольно значительного фона из пятен, похожих на треки, пленки для детекторов были изготовлены в лабораторных условиях. Пленки отливали с помощью щелевой фильеры из 10—15%-ного раствора ацетобутирата целлюлозы различного состава в метилхлориде с метанолом. Толщина детекторов составляла 30—40 мк. Вид протравленного изображения зависит от величины нейтронной экспозиции и локальной концентрации бора в поверхностном слое образца. При больших нейтронных экспозициях протравленные треки на участках детектора, соответствующих местам повышенной локальной концентрации бора в образце, сливаются в общее пятно. На тех же участках детектора, которые соответствуют местам низкой локальной концентрации бора в образце (например, зерна α -фазы в сплаве Fe + 2,5% В), заметная плотность треков появляется только при нейтронной экспозиции $\geq 10^{12}$ нейтр.см⁻² (рисунок а).

На рисунке б показано распределение бора в стали 45Х10Г14О2 после испытаний на ползучесть. Содержание бора в этой стали по данным химического анализа равно 0,0005 вес.%, трековая автордиограмма получена при нейтронной экспозиции ~5,5 · 10¹² нейтр.см⁻².

Концентрация бора в поверхностном слое образца определялась из соотношения

$$\varepsilon = \frac{4\rho_{\alpha}A}{N_0\gamma\sigma IR_0\Phi t} 10^2, \quad (1)$$

где ε — концентрация бора в поверхностном слое образца, вес.%; ρ_{α} — плотность треков, см⁻²; A — атомный вес бора; N_0 — число Авогадро; γ — массовая плотность образца, г/см³; σ — эффективное сечение захвата тепловых нейтронов для В¹⁰, см²; I — изотопическая доля В¹⁰; R_0 — средний пробег α -частиц в образце, см; Φ — поток тепловых нейтронов, нейтр.см⁻².сек⁻¹; t — время экспозиции, сек. В соотношении (1) не учтен фактор эффективности регистрации треков α -частиц, так как для ряда полимерных детекторов он близок к единице [1, 9—10].

Точность определения локальной концентрации бора в поверхностном слое образца зависит от точности определения величины R_0 и нейтронной экспозиции. Приближенно R_0 может быть определено по известным эмпирическим соотношениям.

С помощью данной методики было исследовано распределение бора в микроструктуре некоторых чистых металлов и сплавов, среднее содержание бора в которых составляло от 10⁻⁴ до 3—4 вес.% В. Получены данные о характере измененного распределения бора в микроструктуре исследованных металлов после различных видов термообработки.

Таким образом, применение описанной методики позволяет получать достоверные сведения о микро-распределении и локальной концентрации бора в металлах и сплавах и, кроме того, может оказать существенную помощь при исследовании механизма и параметров диффузионных процессов в металлах и сплавах, содержащих примеси бора. Важно отметить, что этот метод незаменим при анализе бора в образцах с использованием нейтронов, получаемых по фотоядерным реакциям на ускорителях вследствие неизбежного большого фона от тормозного γ -излучения.

Методика может быть использована для аналогичных исследований по распределению и измерению локальной концентрации лития, урана и других элементов в металлах и сплавах.

Авторы выражают благодарность сотрудникам Ю. В. Кирилину и В. К. Горшкову, а также сотрудникам М. В. Прокофьевой и В. А. Петренко за ценную помощь в работе.

Поступило в Редакцию 15/X 1969 г.
В окончательной редакции 2/IV 1970 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Armijo, H. Rosenbaum. J. Appl. Phys., 38, 2064 (1967).
2. Г. В. Самсонов и др. (Атомная энергия), 24, 191 (1968).
3. Справочник по ядерной физике. Под редакцией Л. А. Арцимовича М., Физматгиз, 1963.
4. J. Hughes, G. Rogers. J. Inst. of Metals, 95, 299 (1967).
5. R. Fleischer et al. Science, 149, 388 (1965).
6. Х. Абдулаев и др. Препринт ОИЯИ, № Р 12-3243. Дубна, 1967.
7. J. Tuyn. Материал лаборатории «NORA», Норвегия.
8. F. Keroulas et al. J. Nucl. Materials, 22, 276 (1967).
9. R. Fleischer et al. Phys. Rev., 133, A1443 (1964).
10. W. Stolz, B. Dörschel. Kernenergie, 11, 137 (1968).

О функции ценности в каскадах для разделения многокомпонентной изотопной смеси

Н. А. КОЛОКОЛЬЦОВ, Б. И. НИКОЛАЕВ, Г. А. СУЛАБЕРИДЗЕ, С. А. ТРЕТЬЯК

УДК 621.039.3

Допустим, что ценность многокомпонентной изотопной смеси U равна произведению количества смеси на некоторую функцию $\Phi(N_1, \dots, N_m)$, которую назовем разделительным потенциалом.

Рассмотрим отдельный элемент противоточного разделительного каскада (см. рисунок). Для такого элемента можно написать уравнение баланса в виде

$$LN_i = L\Theta N'_i + L(1-\Theta)N''_i, \quad (1)$$

причем согласно работе [1]

$$N'_i - N_i = (1-\Theta)N_i \sum_{j=1}^m \varepsilon_{ij}N_j, \quad (2)$$

$$N''_i - N_i = -\Theta N_i \sum_{j=1}^m \varepsilon_{ij}N_j, \quad (3)$$

где

$$\varepsilon_{ij} = \ln \frac{N_i'/N_j'}{N_i''/N_j''};$$

Θ — степень деления потоков (коэффициент среза); N_i, N_i', N_i'' — исходная, обогащенная и обедненная концентрации i -го компонента.

В соответствии с определением при прохождении через разделительный элемент ценность смеси изменяется на величину δU , которую будем называть разделительной способностью элемента:

$$\sigma U = \Theta L \Phi(N_1', \dots, N_m') + (1 - \Theta) L \Phi(N_1'', \dots, N_m'') - L \Phi(N_1, \dots, N_m). \quad (4)$$

Формула (4) приведена в работе [2] и аналогична известной формуле для двухкомпонентной смеси [3]. Разлагая (4) в ряд Тейлора в окрестности (N_1, \dots, N_m) и учитывая, что, согласно выражениям (1) — (3), основные члены и первые производные пропадают, сохраняя вторые производные, получаем

$$\delta U = \frac{\Theta(1-\Theta)L}{2} \left[\sum_{i=1}^m N_i \left(\sum_{j=1}^m \varepsilon_{ij} N_j \right) \frac{\partial}{\partial N_i} \right]^2 \Phi. \quad (5)$$

Если обозначить ε_0 коэффициент обогащения, приходящийся на единицу разности масс $\Delta M = 1$, то приближенно можно принять

$$\varepsilon_{ij} = \varepsilon_0 \Delta M_{ij} = \varepsilon_0 K_{ij}. \quad (6)$$

Тогда соотношение (5) перепишем в виде

$$\delta U = \frac{\Theta(1-\Theta)L\varepsilon_0^2}{2} \left[\sum_{i=1}^m N_i \left(\sum_{j=1}^m K_{ij} N_j \right) \frac{\partial}{\partial N_i} \right]^2 \Phi. \quad (7)$$

Разделительная способность элемента является характеристикой самого элемента и не должна зависеть от массового состава и концентраций в смеси. Это означает, что второй сомножитель (7) должен быть константой, которую без ограничения общности можно принять равной единице. Тогда (7) распадается на два уравнения:

$$\delta U = \frac{\Theta(1-\Theta)L\varepsilon_0^2}{2}; \quad (8)$$

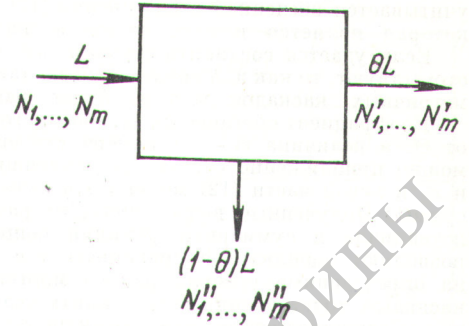
$$\left[\sum_{i=1}^m N_i \left(\sum_{j=1}^m K_{ij} N_j \right) \frac{\partial}{\partial N_i} \right]^2 \Phi = 1. \quad (9)$$

Из дифференциального уравнения в частных производных (9) определяется вид разделительного потенциала Φ . Эта функция должна удовлетворять очевидным условиям:

$$\left. \begin{aligned} \Phi(0, N_2, \dots, N_{m-1}, N_m) &= \infty, \\ \Phi(N_1, 0, N_3, \dots, N_{m-1}, N_m) &= \infty, \\ \Phi(N_1, \dots, N_{m-1}, 0) &= \infty. \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Решение уравнения (9), удовлетворяющее условиям (10), можно записать в виде

$$\Phi(N_1, \dots, N_m) = C_0 + \sum_{i=1}^m C_i N_i + \frac{1}{2(m-1)} \sum_{i,j=1, i \neq j}^m \frac{1}{K_{ij}^2} \Phi_{ij}. \quad (11)$$



где

$$\Phi_{ij} = (N_i - N_j) \ln \frac{N_i}{N_j},$$

C_0, C_i — произвольные постоянные, которые могут быть определены аналогично тому, как это делается в теории двухкомпонентных разделительных каскадов. (В рассматриваемом случае их величина не имеет принципиального значения.)

Разделительный потенциал в форме (11) наглядно характеризует вклад отдельных компонентов смеси в общую стоимость разделения. Интересно, что все функции Φ_{ij} положительны независимо от величины входящих в них концентраций.

Вернемся к соотношению (4), в котором левая часть характеризует разделительные возможности элемента и может быть определена по формуле (8), а правая часть также состоит из известных функций и характеризует условия работы элемента в данном месте каскада. Соотношение (4) справедливо для любого из элементов, образующих разделительный каскад.

Пусть каскад, состоящий из S различных элементов, выдает продукт в количестве P с концентрациями изотопов в смеси N_i^P при отвале W с концентрациями N_i^W и питании F с концентрациями N_i^F . Суммируя (4) по всем элементам каскада и учитывая, что все внутренние потоки ценности взаимно уничтожаются только при отсутствии смешения, получаем

$$\eta \sum_{j=1}^S \theta_j (1 - \theta_j) \frac{L_j \varepsilon_{0j}^2}{2} = P \Phi(N_1^P, N_2^P, \dots) + W \Phi(N_1^W, N_2^W, \dots) - F \Phi(N_1^F, N_2^F, \dots). \quad (12)$$

Соотношение (12) является обобщением известного уравнения, дающего связь между суммарной разделительной способностью и функцией ценности в двухкомпонентных каскадах [3]. Это соотношение применимо как для симметричных, так и для несимметричных каскадов [4]. Выражение правой части уравнения представляет собой суммарную функцию ценности каскада, определяемую только внешними условиями работы и не связанную с конкретными характеристиками входящих в него разделительных элементов. Сумма в левой части характеризует суммарную разделительную способность элементов каскада. Если эти элементы, соединенные в каскад, работают со смешением концентраций, то суммарная разделительная способность должна быть больше функции ценности. Это различие

учитывается введенной в выражение (12) величиной η , которая является к. п. д. схемы каскада.

Если удается соединить ступени так, что смещения отсутствуют, то как для симметричных, так и для несимметричных каскадов к. п. д. будет равен единице.

Коэффициент обогащения ϵ_0 , вообще говоря, зависит от Θ , а величина Θ — от номера ступени j . Если Θ можно приближенно считать не зависящим от j , то Θ и ϵ_0 в левой части (12) могут быть вынесены за знак суммы. Полученные выражения для разделительного потенциала и суммарной функции ценности каскада позволяют оценивать и сравнивать все рассчитанные на определенных условиях работы многокомпонентные каскады с точки зрения оптимальных условий разделения. Следует отметить, что в отличие от каскадов для разделения двухкомпонентных смесей при многокомпонентных смесях нельзя произвольно задавать желае-

мый набор концентраций N_i^P . Такой набор может быть задан только в результате расчета.

Поступило в Редакцию 15/V 1970 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. Я. Кучеров, В. П. Миненко. «Атомная энергия», 19, 360 (1965).
2. J. Lehrer-Ilamed. On the value function for multicomponent isotope separation, IA-1186, Preprint, Israel Atomic Energy Commission, febr., 1968.
3. K. Cohen. The Theory of Isotope Separation, N. Y., 1951.
4. Н. А. Колокольников. «Атомная энергия», 27, 9 (1969).

Анализ зависимости $\bar{\nu}$ от энергии нейтронов на основе энергетического баланса при делении ядер

В. Г. ВОРОБЬЕВА, П. П. ДЬЯЧЕНКО, Б. Д. КУЗЬМИНОВ, А. И. СЕРГАЧЕВ, Л. Д. СМИРЕНКИНА

УДК 539.124.164

В настоящее время накопилось много экспериментальных данных, характеризующих зависимость среднего числа мгновенных нейтронов $\bar{\nu}$ от энергии E_n нейтронов, вызывающих деление. Наиболее полно существующие сведения о $\bar{\nu}$ систематизированы и представлены в работе [1]. К сожалению, очень часто различие экспериментальных результатов, полученных разными авторами, лежит за пределами ошибок измерений. Это обстоятельство затрудняет понимание деталей зависимости $\bar{\nu}$ от E_n . В работах [2, 3] для выяснения энергетической зависимости $\bar{\nu}$ привлекались некоторые модельные представления о механизме процесса деления. В работах [3—5] исследовалась корреляция зави-

симости $\bar{\nu}$ и средней кинетической энергии осколков E_K от энергии нейтронов E_n .

В настоящей работе зависимость $\bar{\nu}$ от E_n анализировалась на основе энергетического баланса с привлечением результатов измерений распределения осколков по массам и кинетическим энергиям при делении Th^{232} , U^{235} , U^{238} нейтронами с энергией вплоть до $E_n \approx 6 \text{ Мэв}$ [6—9]. Подобный анализ был выполнен ранее [9] для U^{235} при делении его нейтронами с энергией $E_n < 1,7 \text{ Мэв}$.

В рассматриваемом диапазоне энергий нейтронов $0 \leq E_n \leq 6 \text{ Мэв}$ энергия возбуждения осколков деления меняется всего на $\sim 20\%$, поэтому можно предположить, что средняя энергия, затрачиваемая на испускание одного нейтрона, в первом приближении не зависит от E_n . В этом случае энергетическую зависимость $\bar{\nu}$ можно представить в виде

$$\bar{\nu}(E_n) = \bar{\nu}(E_n^0) + \alpha (\Delta E_n - \Delta \bar{E}_K + \Delta \bar{E}_f^z) + \Delta \bar{\nu}_Y. \quad (1)$$

Здесь $\Delta E_n = E_n - E_n^0$; $\Delta \bar{E}_K = \int \Delta E_K(M) Y(M) dM$, где $\Delta E_K = E_K(E_n) - E_K(E_n^0)$, $Y(M)$ — выход осколков с массой M ; $\Delta \bar{E}_f^z$ — изменение средней энергии деления в результате перераспределения зарядов между осколками; $\Delta \bar{\nu}_Y = \int \nu_0(M) \Delta Y(M) dM$, где $\Delta Y = Y(E_n) - Y(E_n^0)$.

Из работ [6—9] не могут быть получены сведения об изменениях зарядов осколков. Однако существуют косвенные указания на то, что перераспределения зарядов в рассмотренном диапазоне энергий нейтронов не происходит. Изменение зарядов парных осколков должно сопровождаться изменением их кинетической энергии и энергии деления, причем величина $\Delta z = \pm 1$ соответствуют $\Delta E_K^z \approx 1,2 \text{ Мэв}$ и $\Delta E_f^z \approx 4 \text{ Мэв}$ для ядер Th^{232} , U^{235} , U^{238} (из таблиц работы [10]).

При $E_n < 2 \text{ Мэв}$ наблюдаются большие изменения кинетической энергии осколков Th^{232} (на $\sim 1,5 \text{ Мэв}$) и небольшие вариации \bar{E}_K для U^{235} ($\sim 200 \text{ кэв}$) (рис. 1). Это можно объяснить перераспределением заряда между осколками. В таком случае следует ожидать и соответ-

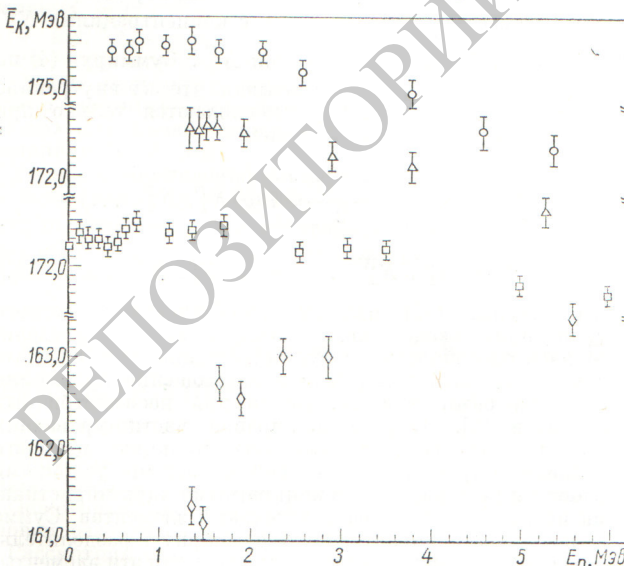


Рис. 1. Зависимость средней кинетической энергии осколков деления от энергии нейтронов:

○ — Np^{237} ; △ — U^{238} ; □ — U^{235} ; ◇ — Th^{232} .