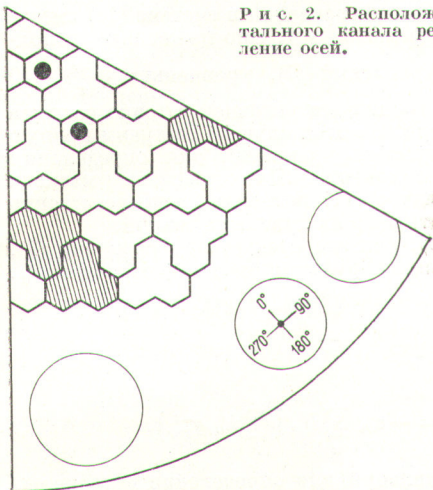


Рис. 2. Расположение экспериментального канала реактора и направление осей.



в образце генерируется «фоновое» тепло за счет поглощения энергии нейтронного и γ -поля, γ -излучения от ядерной реакции (n, γ) в кадмии, реакции деления в U^{235} на нейтронах с энергией выше кадмиевого порога. Учет фонового тепловыделения проводился экспериментально с помощью образца, идентичного по весу, составу и размерам, но полностью защищенного кадмием от потока тепловых нейтронов.

Расположение канала по отношению к активной зоне, загрузка топливных стержней в прилегающем к каналу секторе и принятое направление осей показаны на рис. 2.

Измерения проводились в трех точках по высоте канала; в каждом положении экспериментальные данные снимались через каждые 45° . Вращение образца осуществлялось специальной штангой, выведенной на крышку реактора.

Данные калориметрических измерений сравниваются с результатами, полученными активационным методом. В последнем использовались золотые фольги, расположенные по окружности цилиндрических образцов из карбида бора через 180° .

Результаты измерений калориметрическим и активационным методами представлены на рис. 3. Погрешность измерений калориметрическим методом при точности определения тепловыделения в образце 2–3% составляет не более 6–7%; ошибка активационного метода 7–10%.

Отношение максимального потока тепловых нейтронов к минимальному 1,58.

К расчету каскадов для разделения многокомпонентных изотопных смесей

В. П. МИНЕНКО

Как известно, для разделения изотопов обычно применяются каскады, собранные из секций прямоугольного профиля. В задачу расчета таких каскадов входит определение степени изменения потока L изотопной смеси на границах секций, а также положений и величин максимумов концентраций компонентов промежуточ-

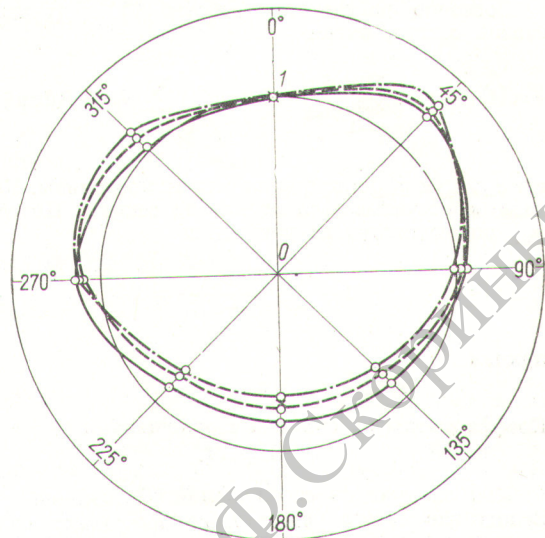


Рис. 3. Неравномерность потока тепловых нейтронов на поверхности поглощающего образца в относительных единицах:

× — данные активационного анализа для центральной точки канала; — — — — центральная точка канала; — — — — 10 см выше центра; — · — · — 20 см выше центра.

Таким образом, калориметрический метод позволяет измерять неравномерность потока тепловых нейтронов на поверхности поглощающего образца непосредственно в экспериментальном канале в процессе работы реактора, причем точность измерений не хуже точности активационного анализа. Значительным преимуществом калориметрического метода является также возможность длительного и многократного использования датчика в каналах реактора.

Поступило в Редакцию 18/X 1966 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. В. Пасечник и др. «Укр. фіз. ж.», VII, 5 (1962).
2. Е. Я. Сафронов и др. «Атомная энергия», 21, 22 (1966).
3. В. С. Карасев, В. М. Коляда. «Атомная энергия», 19, 74 (1965).

УДК 621.039.31

ных масс. Для решения этой задачи, наряду с известными из работы [1] формулами зависимости концентраций N_m ($m = 1, \dots, k$) от номера ступени s , полезно получить для концентраций соотношения, не содержащие s в явном виде. Очевидно, это избавит от необходимости варьировать число ступеней в секциях.

Согласно результатам работы [1], в произвольно взятой секции имеем

$$N_m(s) = -c_m \sum_{u=1}^k \frac{a_u}{q_{mu}} \exp q_{mu}s \left(\sum_{u=1}^k a_u \exp q_{mu}s \right)^{-1}, \quad (1)$$

где c_m , a_u и q_{mu} в пределах секции постоянны. Координата s отсчитывается от начала секции. Постоянные q_{mu} определяются из уравнения

$$1 + \sum_{u=1}^k \frac{c_u}{q - \varepsilon_{um}} = 0, \quad (2)$$

причем

$$q_{nu} = q_{mu} + \varepsilon_{mn}. \quad (3)$$

Коэффициенты a_u связаны соотношением

$$\sum a_u = 1. \quad (4)$$

Как следует из соотношений (3), $q_{mu} = q_{uu} + \varepsilon_{um}$. Вследствие этого $q_{mu} - q_{md} = \varepsilon_{ud} + q_{uu} - q_{dd}$. Обозначим

$$q_{mu} - q_{md} = \beta_{ud}. \quad (5)$$

Очевидно, что

$$\beta_{ud} = \beta_{un} + \beta_{nd}; \quad \beta_{du} = -\beta_{ud}. \quad (6)$$

Используя соотношения (3)–(6), уравнения (1) можно записать в виде

$$N_m = -c_m \sum Z_r q_{mr}^{-1}, \quad (7)$$

где

$$Z_r = a_r (\sum a_u \exp \beta_{ur}s)^{-1}. \quad (8)$$

Как известно,

$$\sum N_m = 1 \quad (9)$$

и, как следует из выражений (2) и (3),

$$\sum_u \frac{c_u}{q_{un}} = -1 \quad (n=1, \dots, k). \quad (10)$$

Поэтому, просуммировав (7) по m , найдем

$$\sum Z_r = 1. \quad (11)$$

Из определения (8) и соотношений (4) и (6) получим

$$\frac{Z_r}{Z_n} = \frac{a_r}{a_n} \exp \beta_{rn}s; \quad Z_r(0) = a_r. \quad (12)$$

Переменные z_r могут принимать как положительные, так и отрицательные значения. Формально они ведут себя как безотборные концентрации k -компонентной смеси, имеющей в данной секции факторы разделения β_{ru} .

Очевидно, что

$$\frac{dZ_m}{ds} = Z_m \sum_u \beta_{mu} Z_u. \quad (13)$$

Наконец, при помощи несложных выкладок из (12) получим основной результат:

$$Z_m^{\beta_{nr}} Z_n^{\beta_{rm}} Z_r^{\beta_{mn}} = a_m^{\beta_{nr}} a_n^{\beta_{rm}} a_r^{\beta_{mn}}. \quad (14)$$

Заметим, что

$$\beta_{nr} + \beta_{rm} + \beta_{mn} = 0.$$

Число независимых уравнений в системе (14) вместе с тождеством (11) равно $k - 1$. Оно может быть дополнено одним из уравнений (7), уравнением $\frac{dN_n}{ds} = 0$ ($1 < n < k$) или граничным условием в точке разрыва параметров каскада. Во всех случаях получим полную систему алгебраических уравнений для определения концентраций компонент. При расчете каскада система (14) наряду с (11) позволяет непосредственно связывать концентрации на границах секций.

Переменные Z_r , как это следует из уравнений (7), являются линейными функциями концентраций N_u . Запишем

$$Z_r = \sum_u h_{ur} N_u. \quad (15)$$

Отсюда

$$N_m = -c_m \sum_u N_u \left(\sum_r h_{ur} q_{mr}^{-1} \right),$$

т. е. система уравнений для определения постоянных h_{ur} имеет вид

$$\sum_{r=1}^k \frac{h_{ur}}{q_{mr}} = -\frac{1}{\varepsilon_u} \delta_{mu} \quad (m=1, \dots, k). \quad (16)$$

Суммируя (15) по r , находим

$$\sum_r h_{ur} = 1. \quad (17)$$

Обратимся к случаю $\sum |c_u| \ll \varepsilon$, который имеет место при малых начальных концентрациях активных компонент. Как было показано в работе [1], для безотборного режима работы каскада $q_{um} = \varepsilon_{mu}$. Нетрудно убедиться, что в первом приближении (по параметру $\sum |c_u| / \varepsilon$)

$$\frac{q_{mm}}{c_m} = - \left(1 + \sum_{u \neq m} \frac{c_u}{\varepsilon_{um}} \right). \quad (18)$$

При помощи выражения (18) из (15) и (16) с точностью до членов первого порядка малости получим

$$Z_m = N_m + \sum_{u \neq m} \frac{c_u N_m + c_m N_u}{\varepsilon_{um}}. \quad (19)$$

При этом

$$\beta_{mu} = \varepsilon_{mu} + c_u - c_m. \quad (20)$$

В пределе $\sum |c_u| = 0$, очевидно, $Z_m = N_m$, $\beta_{mu} = \varepsilon_{mu}$ и уравнения (14) принимают вид

$$N_m^{\varepsilon_{nr}} N_n^{\varepsilon_{rm}} N_r^{\varepsilon_{mn}} = \text{const}. \quad (21)$$

Расчет каскада обычно ведется по направлению от его концов к точке подачи питания, в которой требуется выполнение условия непрерывности концентраций. Решение находится методом последовательных приближений при варьировании концентраций на выходе каскада в числе $k - 2$ [одна находится из тождества (9) и одна задается]. Очевидно, при этом на границах секций, за исключением случая $k = 2$ (бинарная смесь), происходит перераспределение концентраций.

Как показано выше, для определения границы секции достаточно одного условия, налагаемого, например, на градиент концентрации одной из компонент. Такое

же условие по другую сторону границы позволяет, как и в простейшем случае $k = 2$, определить степень изменения потока изотопной смеси на этой границе. Очевидно, расчетная задача может быть представлена в виде цепочки последовательно связанных решений системы алгебраических уравнений. После выполнения условий материального баланса при помощи любого из уравнений (1) можно найти длины секций.

Выражаю благодарность Р. Я. Кучерову за обсуждение результатов работы.

Поступило в Редакцию 1/X 1966 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. Я. Кучеров, В. П. Мпенко. «Атомная энергия», 19, 360 (1965).

Определение торона и актинона абсолютным методом с помощью α -сцинтилляционной камеры

В. Л. ШАШКИН, М. И. ПРУТКИНА

УДК 543.52

Содержание ThX и AcX в растворах определяется по α -активности соответственно торона или актинона, извлекаемых струей воздуха, проходящей через раствор в измерительную камеру [1]. Поскольку при этом извлекается только часть торона или актинона, измерения проводят относительным методом путем сравнения исследуемого раствора с эталонным, помещенным в такие же условия.

Применение импульсных сцинтилляционных камер вместо ионизационных позволяет перейти к абсолютным измерениям короткоживущих эманаций — торона и актинона в проходящей струе воздуха. Количества торона (в граммах равновесного тория) или актинона (в граммах равновесного актиния), выделяющихся из пробы, в расчете на 1 г веса пробы определяются по формулам

$$q_{An} = \frac{N}{2 \cdot 2,68 \cdot 10^{12} P K W}; \quad (1)$$

$$q_{Th} = \frac{N}{2 \cdot 4,1 \cdot 10^3 P K W}; \quad (2)$$

где N — скорость счета импульсов, *имп/сек*; P — часть эманации, распадающаяся в камере; K — коэффициент использования α -излучения в камере; W — вес пробы, г.

Коэффициенты $2,68 \cdot 10^{12}$ и $4,1 \cdot 10^3$ соответствуют числу распадов в 1 сек от 1 г актиния и тория*, коэффициент 2 учитывает регистрацию α -излучения в одном случае актинона и AcA, в другом — торона и ThA.

Величина коэффициента P определяется по известной формуле

$$P = e^{-\lambda \frac{v_1}{\omega}} - e^{-\lambda \frac{v_1 + v_2}{\omega}}, \quad (3)$$

где v_1 — объем установки от пробы до измерительной камеры; v_2 — объем измерительной камеры; ω — объемная скорость струи воздуха; λ — постоянная распада эманации.

Проверка этой формулы путем измерений эманации, выделяющейся из сухого источника, при разных скоростях струи воздуха показывает, что коэффициент P определяется с достаточной точностью, если правильно учтены объемы v_1 и v_2 .

Коэффициент использования α -излучения в камере K определяется путем эталонирования установки жид-

ким радиевым эталоном [1], однако величина K для радона с продуктами распада, торона с ThA и актинона с AcA может быть различной из-за несовпадения длин пробега α -частиц. Наибольшие расхождения могут быть при этом между коэффициентами использования α -излучения радона и актинона.

Коэффициент использования α -излучения актинона и AcA можно определить при измерениях методом задержанных совпадений [2]. Сущность метода заключается в том, что наряду с общим α -излучением регистрируются совпадающие в пределах заданного интервала времени импульсы от α -частиц актинона и AcA ($T_{1/2} = 4,83 \cdot 10^{-3}$ сек). За время ~ 11 мсек распадаются все атомы AcA, образовавшиеся при распаде актинона.

При использовании быстродействующих схем по каналу общего счета регистрируется суммарное число импульсов от распадов актинона и AcA. При использовании медленно действующих схем импульсы от пары An — AcA регистрируются как один импульс.

Кроме импульсов от пар An — AcA схема совпадений регистрирует также некоторое число случайных совпадений, количество которых зависит от скорости случайно распределенных импульсов по каналу общего счета. Скорость счета случайных совпадений n' можно рассчитать по формуле

$$n' = \frac{(N - n_0)^2 \tau_2}{1 - \tau_2 (N - n_0)}, \quad (4)$$

где N — скорость счета по каналу общего счета; n_0 — общая скорость счета совпадений; τ_2 — время задержки схемы совпадений.

Для вычисления совпадений от пар An — AcA определенная по формуле (4) величина n' должна вычитаться из зарегистрированной скорости счета совпадений.

В соответствии с теорией регистрации задержанных совпадений величина K определяется по формуле

$$K = \frac{2n}{N(1 - e^{-\lambda_2 \tau_2})}, \quad (5)$$

где n — число совпадений от пар An — AcA; λ_2 — постоянная распада AcA.

При выводе формулы (5) принято, что значения K для актинона и AcA одинаковы, так как длины пробега их α -частиц отличаются мало (5,69 и 6,46 см).

Экспериментальные данные по определению K для An + AcA методом задержанных совпадений (объем камеры 700 мл, $\tau_2 = 2,4 \cdot 10^{-3}$ сек) приведены в таблице. Как видно из таблицы, среднее значение K составляет 65%. Величина K для радия и продуктов его распада для той же камеры равна 60%.

* Количество актиния в равновесной пробе можно рассчитать из следующего соотношения: на 1 г урана приходится $2,12 \cdot 10^{-10}$ г актиния или на 1 г радия приходится $6,22 \cdot 10^{-4}$ г актиния.