

## 9. АКТИВАЦИОННЫЙ МЕТОД (метод радиоактивных индикаторов)

Некоторые стабильные изотопы после облучения нейтронами становятся  $\beta$ -активными. Эту активность веществ принято называть наведенной. Пластинку из вещества, приобретающего в поле нейтронов  $\beta$ -активные свойства, называют радиоактивным индикатором (кратко индикатором). Метод регистрации нейтронов по наведенной активности состоит из двух этапов. На первом этапе индикатор облучают потоком нейтронов. На втором этапе измеряют наведенную активность с помощью счетчиков.

Рассмотрим процесс накопления радиоактивных ядер в индикаторе, облучаемом нейтронами. Пусть в данном количестве вещества, заключенного в индикаторе, каждую секунду образуется  $B_0$  радиоактивных ядер и к моменту времени после начала облучения в веществе накапливается  $B(t)$  радиоактивных ядер. Одновременно с образованием радиоактивных ядер происходит их убыль в процессе радиоактивного распада. За 1 сек вблизи момента времени  $t$  распадается  $\lambda B(t)$  радиоактивных ядер. Скорость накопления радиоактивных ядер  $dB(t)/dt$  равна разности между скоростью образования  $B_0$  и распадом  $\lambda B(t)$  радиоактивных ядер:

$$\frac{dB(t)}{dt} = B_0 - \lambda B(t). \quad (23)$$

Откуда закон нарастания наведенной активности:

$$a(t) = B_0(1 - e^{-\lambda t}). \quad (24)$$

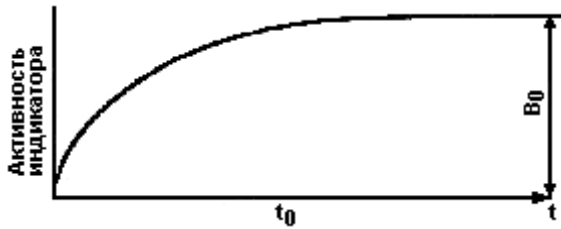


Рис. 11. Закон нарастания активности индикатора.

Наведенная активность возрастает (Рис. 11) по мере увеличения времени облучения вещества и стремится к своему предельному значению, численно равному  $B_0$ . Значение предельной активности называют активностью насыщения. Легко понять физический смысл активности насыщения. В процессе облучения наступает такой момент времени  $t_n$ , когда скорость образования и скорость распада радиоактивных ядер в облучаемом образце равны. Дальнейшего увеличения активности индикатора не происходит и в образце устанавливается равновесие между образующимися и распадающимися ядрами. По закону (24) активность насыщения индикатора достигается после бесконечного времени облучения ( $t_n = \infty$ ). Однако после облучения индикатора в течение времени  $t_0 \approx \frac{3 \div 5}{\lambda}$  сек значение

функции  $e^{-\lambda t}$  становится близким к нулю и в законе нарастания активности ею можно пренебречь. Таким образом, активность индикатора мало отличается от активности насыщения через время  $t_0$ , равное четырем-семи периодам полураспада образующихся ядер, и дальнейшее облучение образца не рационально.

Из закона нарастания активности вытекают некоторые практические следствия. Так, активность насыщения для заданного потока нейтронов и количества облучаемого вещества достигается тем быстрее, чем больше значение  $\lambda$ , т. е. чем меньше период полураспада образующихся радиоактивных ядер. Далее, активность образца в начальный период времени облучения ( $\lambda t \ll 1$ ) линейно возрастает со временем облучения. Действительно, при  $\lambda t \ll 1$  функцию  $e^{-\lambda t}$  можно разложить в ряд по  $\lambda t$  и ограничиться первыми двумя членами разложения. При этом условии закон нарастания активности принимает вид линейной функции от времени:

$$a(t) = \lambda B_0 t. \quad (25)$$

Линейность закона нарастания активности в начальное время облучения отражает следующий процесс. Для интервала времени  $t \ll 1/\lambda$  в индикаторе сравнительно мало радиоактивных ядер, и скорость образования радиоактивных ядер  $B_0$  намного превосходит скорость распада радиоактивных ядер  $\lambda B(t)$ . Если пренебречь убылью радиоактивных ядер  $\lambda B(t)$ , как малой величиной, то ежесекундное нарастание активности будет постоянным и равным  $\lambda B_0$ . Так как активность индикатора ежесекундно возрастает с постоянной скоростью  $\lambda B_0$ , то из этого и следует линейный закон нарастания активности со временем  $t$ .

С увеличением времени  $t$  происходит накопление радиоактивных ядер, и значения  $B_0$  и  $\lambda B(t)$  постепенно сближаются. Вследствие этого закон нарастания активности постепенно отклоняется от линейного закона. Введем понятие сечения активации, характеризующее превращение стабильных ядер после поглощения нейтронов в радиоактивные. Нейтроны поглощаются ядрами в  $(n, \gamma)$ ,  $(n, 2n)$ ,  $(n, \alpha)$  и других реакциях. Сечение поглощения  $\sigma_a$  равно сумме сечений соответствующих реакций:

$$\sigma_a = \sigma_\gamma + \sigma_{2n} + \sigma_\alpha + \dots \quad (26)$$

Если радиоактивные ядра возникают, например, в  $(n, \gamma)$ -реакции, или в  $(n, 2n)$ -реакции, или в той и другой реакции одновременно, то сечения активации соответственно равны:

$$\sigma'_{\text{акт}} = \sigma_\gamma; \quad \sigma''_{\text{акт}} = \sigma_{2n}; \quad \sigma_{\text{акт}} = \sigma_\gamma + \sigma_{2n}. \quad (27)$$

Следовательно, сечение активации равно сечениям тех реакций, в которых образуются радиоактивные ядра. Например, натрий активируется в реакции  $^{23}\text{Na}(n, \gamma)^{24}\text{Na}$ . Поэтому сечение активации  $\sigma_{акт}^{Na} = \sigma_{\gamma}^{Na}$

Рассмотрим теперь зависимость активности насыщения от значения потока мононаправленных нейтронов и количества ядер в облучаемом образце. Пусть поток моноэнергетических нейтронов  $\Phi$  падает на тонкий плоский слой вещества, содержащего  $N_s$  ядер на  $1 \text{ см}^2$ . (Под тонким слоем понимается слой, заметно не изменяющий поток нейтронов.) Количество радиоактивных ядер, образующихся в 1 сек на  $1 \text{ см}^2$  слоя, численно равно активности насыщения:

$$a'_0 = \sigma_{акт} \Phi N_s \quad (28)$$

Пусть слой облучаемого вещества имеет площадь  $S$ . Тогда активность насыщения всего образца

$$a_0 = a'_0 S = \sigma_{акт} \Phi N_v \quad (29)$$

где  $N_v = N_s S$  - полное число ядер в образце. Таким образом, активность насыщения тонкого слоя пропорциональна сечению активации, потоку нейтронов и полному числу ядер в образце. Это соотношение позволяет по измеренной активности и известному сечению активации рассчитать поток нейтронов:

$$\Phi = a_0 / (\sigma_{акт} N_v). \quad (30)$$

Теперь рассмотрим активацию толстых образцов. Поток моноэнергетических нейтронов заметно изменяется по толщине толстого образца за счет убыли нейтронов в реакциях рассеяния и поглощения. Число радиоактивных ядер, возникающих ежесекундно в тонком слое толщиной  $dx$  на глубине  $x$  площадью  $1 \text{ см}^2$ , получим по формуле (28). Для этого в ней необходимо заменить  $a'_0$  на  $da'_0$ , а  $N_s$  на  $N dx$ , где  $N$  - число ядер в  $1 \text{ см}^3$  образца:

$$da'_0(E) = \sigma_{акт} \Phi(E, x) N dx. \quad (31)$$

Здесь  $\Phi(E, x)$  — поток нейтронов с энергией  $E$  на глубине  $x$ .

Поток  $\Phi(E, x)$  связан с потоком  $\Phi_0(E)$ , падающим на образец, законом:

$$\Phi(E, x) = \Phi_0(E) e^{-\sigma_f(E) N x}. \quad (32)$$

Подставив  $\Phi(E, x)$  в выражение для  $da'_0(E)$  и проинтегрировав его по всей толщине образца от 0 до  $\delta$ , получим активность насыщения индикатора от нейтронов с энергией  $E$ , приходящуюся на  $1 \text{ см}^2$  образца:

$$a'_0(E) = \frac{\sigma_{акт}}{\sigma_t(E)} \Phi_0(E) (1 - e^{-\sigma_t(E) N \delta}). \quad (33)$$

Активность насыщения образца площадью  $S$

$$a_0(E) = a'_0(E) S = \frac{\sigma_{акт}}{\sigma_t} S \Phi_0(E) (1 - e^{-\sigma_t(E) N \delta}). \quad (34)$$

Выражение (34) легко распространить на случай облучения индикатора немонотонными нейтронами. Для этого проинтегрируем уравнение (34) по энергии в пределах от нуля до бесконечности:

$$a_0 = S \int_0^{\infty} \frac{\sigma_{акт}}{\sigma_t} \Phi_0(E) (1 - e^{-\sigma_t(E) N \delta}) dE. \quad (35)$$

Уравнение (35) имеет два важных следствия. Если во всей энергетической области спектра нейтронов  $\sigma_t(E) N \delta \gg 1$ , то образец, поглощает все падающие на него нейтроны. В этом случае

$$(1 - e^{-\sigma_t(E) N \delta}) \approx 1. \quad (36)$$

Если  $\sigma_{акт} \approx \sigma_t$ , то активность насыщения

$$a_0 \approx S \int_0^{\infty} \Phi(E) dE = SF, \quad (37)$$

где  $F$  - интегральный поток нейтронов (полное число нейтронов-, всех энергий, падающих на  $1 \text{ см}^2$  поверхности индикатора за 1 сек).

Если во всей энергетической области спектра нейтронов показатель экспоненты  $\sigma_t(E) \delta \ll 1$ , то  $(1 - e^{-\sigma_t(E) N \delta}) \approx \sigma_t(E) N \delta$  и активность насыщения

$$a_0 = SN \delta \int_0^{\infty} \sigma_{акт}(E) \Phi(E) dE = N_v \int_0^{\infty} \sigma_{акт}(E) \Phi(E) dE, \quad (38)$$

где  $N_v$  — полное число ядер в образце.

Активность образца-индикатора в сильной степени зависит от сечения активации  $\sigma_{акт}$ . Индикаторы, обладающие большим сечением активации для медленных нейтронов, используются для измерения потоков тепловых и резонансных нейтронов. Активность, наводимую только резонансными нейтронами, определяют по кадмиевому отношению  $R_{Cd}$ .

Активность образцов некоторых веществ при облучении резонансными нейтронами обусловлена поглощением нейтронов в узкой энергетической области. Эта область соответствует сильному резонансу в

сечении активации  $\sigma_{акт}$ . В таких случаях в результате измерения  $R_{Cd}$  получают информацию о потоке нейтронов в узкой области энергии. Набором индикаторов с сильными резонансами в сечении активации при разных энергиях нейтронов более подробно исследуют распределение потока нейтронов в резонансной области энергий. Такие индикаторы называют резонансными. Примером таких реакций является реакция  $^{115}\text{In}(n,\gamma)^{116}\text{In}$  (сечение активации при  $E=0,025$  эВ равно 155 барн, резонансная энергия 1,46 эВ).

Для регистрации потоков быстрых нейтронов используют вещества, в которых радиоактивные ядра образуются в результате пороговых  $(n, p)$ -,  $(n, \alpha)$ - и  $(n, 2n)$ -реакций. Например,  $^{32}\text{S}(n,p)^{32}\text{P}$  (порог реакции 2,9 МэВ, сечение активации 0,30 барн,  $T_{1/2}$  продукта 13,4 суток).

Используя набор пороговых индикаторов, экспериментально измеряют спектр быстрых нейтронов. При условии  $\sigma_t(E)N\delta \ll 1$  активность насыщения порогового индикатора:

$$a_0 = N_v \int_{E_{пор}}^{\infty} \sigma_{акт}(E)\Phi(E)dE = N_v \bar{\sigma}_{акт} F(E_{пор}), \quad (39)$$

где  $\bar{\sigma}_{акт}$  - среднее по спектру нейтронов сечение активации;  $E_{пор}$  – пороговая энергия;  $F(E_{пор}) = \int_{E_{пор}}^{\infty} \Phi(E)dE$  -

интегральный поток нейтронов с энергиями  $E \geq E_{пор}$ .

$$\text{Отсюда } F(E_{пор}) = \frac{a_0}{N_v \bar{\sigma}_{акт}}.$$

Измерив полные потоки нейтронов двумя индикаторами с разными пороговыми энергиями  $E_{пор}^{(1)}$  и  $E_{пор}^{(2)}$ , и взяв их разность, получим поток нейтронов в интервале энергий от  $E_{пор}^{(1)}$  до  $E_{пор}^{(2)}$ .

К индикаторам предъявляется общее требование приемлемого периода полураспада возникающих радиоактивных ядер. Слишком маленький период неудобен, так как активность индикатора сильно уменьшается за период между облучением и измерением и в ходе процесса измерения. Слишком большой период полураспада неудобен как из-за длительного времени достижения активности насыщения, так и из-за большого времени измерения самой активности. Индикатор не должен содержать заметного количества примесей других элементов, изотопы которых активируются нейтронами. Если индикатор не очищен от примесей, их наведенная активность сильно исказит измеряемую активность основного изотопа.

Активационный метод имеет ряд преимуществ перед другими методами измерения нейтронов. Путем выбора вещества индикатора можно в широких пределах изменять чувствительность метода как по величине измеряемого потока нейтронов, так и по энергетической области нейтронов. Индикатор может быть изготовлен небольших размеров. Такими индикаторами измеряют потоки нейтронов в труднодоступных местах ядерных установок (например, внутри ядерного реактора), куда другой детектор поместить невозможно. Кроме того, можно обеспечить условия, при которых индикатор практически не влияет на поток нейтронов в измеряемом месте, что также трудно выполнить другими методами регистрации нейтронов.

Радиоактивные индикаторы не чувствительны к  $\gamma$ -излучению и могут применяться при большом  $\gamma$ -фоне. Облучение и измерение активности индикатора разделены во времени и пространстве. Активность измеряют с помощью счетчиков Гейгера- Мюллера и других детекторов излучения в местах, удаленных от возможных источников излучения, которые создают фон. Индикаторы не дают быстрой информации о нейтронном излучении. Они применяются при измерении постоянных потоков нейтронов и непригодны для измерения переменных во времени потоков нейтронов, например, при пуске и остановке ядерного реактора.