

# Основы активационного метода детектирования нейтронов

Для магистров

# Активационный метод

Способ определения параметров нейтронного посредством **облучения** радиатора в нейтронном поле , **накапливания** в нём возникающих в результате протекания ядерных реакций нестабильных ядер и **измерения** их активности называют **активационным методом**.

Облучаемый в нейтронном поле радиатор называют **образцом** или **индикатором**.

Процессы **накапливания** нестабильных ядер и **измерения** их активности **разделены во времени и в пространстве**.

# Активационный метод

Способ определения параметров нейтронного поля посредством **облучения** образца в нейтронном поле, **накапливания** в нём возникающих в результате протекания ядерных реакций нестабильных ядер и **измерения** их активности называют **активационным методом**.

Облучаемый в нейтронном поле образец называют **индикатором**.

Процесс, **накапливания** нестабильных ядер и **измерения** их активности **разделены во времени и в пространстве**.

# Основные достоинства активационного метода детектирования нейтронов

- индикаторы подходящих форм и размеров могут быть помещены внутрь реактора;
- индикаторы не чувствительны к другим видам излучения реактора;
- индикаторы в меньшей степени, чем другие нейтронные детекторы, возмущают своим присутствием нейтронное поле.

# Процедура измерений с образцами включает несколько обязательных этапов:

- облучение образца в экспериментальной установке;
- извлечение образца из установки и транспортировку в измерительную лабораторию (и, если необходимо, высвечивание - ожидание распада короткоживущих продуктов реакции);
- регистрацию продуктов распада радиоактивных ядер в образце;
- обработку результатов измерения (определение активности насыщения и других представляющих интерес параметров, внесение поправок на возмущение нейтронного поля).

# Основные понятия и соотношения активационного метода

- **Активация** - процесс образования радиоактивных атомов в результате поглощения нейтронов в образце.
- **Скорость реакции активации  $R$**  - число радиоактивных ядер, образующихся за 1 секунду в образце помещенном в поле тепловых

нейтронов:

$$R = VK_1 \int_0^{E_{MAX}} \Sigma_{act}(E) \Phi(E, T) dE = N_0 K_1 \int_0^{E_{MAX}} \sigma_{act}(E) \Phi(E, T) dE$$

где:

$\Sigma_{act}(E) = \gamma \sigma_{act}(E)$  - микросечение реакции активации;

$\sigma_{act}(E)$  - микросечение реакции активации;

$\gamma$  - плотность ядер в образце;

$K_1$  - поправка на возмущение нейтронного поля образцом;

$\Phi(E, T)$  - дифференциальное энергетическое распределение плотности потока тепловых нейтронов (спектр Максвелла);

$T$  - температура нейтронов в спектре Максвелла;

$V$  - объем облучаемого образца;

$N_0 = \gamma V$  - число ядер в образце.

Скорость реакции  $R$  можно переписать тождественным образом:

$$R = K_1 \overline{\Sigma_{act}(T)} \Phi(T) V = K_1 N_0 \overline{\sigma_{act}(T)} \Phi(T)$$

где:

черта означает усреднение по спектру нейтронов в среде;

$$\Phi(T) = \int_0^{E_{MAX}} \Phi(E, T) dE \quad \text{интегральная плотность потока нейтронов;}$$

Наряду с накоплением в образце радиоактивных атомов происходит их распад. Изменение  $N(t)$  числа радиоактивных атомов в образце описывается уравнением:

$$\frac{dN(t)}{dt} = K_1 \overline{\Sigma_{act}(T)\Phi(T)V} - \lambda N(t)$$

Интегрируя последнее уравнение с нулевыми начальными условиями можно получить выражение для числа радиоактивных атомов, накопившихся в образце за время облучения  $t_0$ .

$$N(t_0) = \frac{K_1 \overline{\Sigma_{act}(T)\Phi(T)V}}{\lambda} (1 - \exp(-\lambda t_0))$$

# Определение активности

**Активность образца**  $A(t_0, t)$  равна отношению числа самопроизвольных распадов радиоактивных ядер  $dN(t)$  в образце за малый интервал времени  $dt$  к этому интервалу времени:

$$A(t_0, t) = -\frac{dN(t)}{dt} = K_1 \overline{\Sigma_{act}(T)} \Phi(T) V (1 - \exp(-\lambda t_0)) \exp(-\lambda t) \equiv \lambda N(t_0, t)$$

В системе СИ **единица активности** – Беккерель (Бк).

1 Бк равен одному ядерному превращению за 1 с.

Ранее широко использовалась другая единица активности – Кюри (Ки). 1 Ки равен  $3.7 \cdot 10^{10}$  ядерных превращений за 1 с.

Активность образца в момент окончания облучения  $t_0$ :

$$A(t_0) = \lambda N(t_0) = K_1 \overline{\Sigma_{act}(T)} \Phi(T) V (1 - \exp(-\lambda t_0))$$

Если время облучения  $t \gg 1/\lambda$ , то  $A(t)$  приближается к асимптотическому значению  $A_S$

$$\lim_{t \rightarrow \infty} A(t) = K_1 \overline{\Sigma_{act}(T)} \Phi(T) V = A_S$$

$$\text{при } t \rightarrow \infty,$$

называемому **активность насыщения**. Активность насыщения обычно используют для представления и сопоставления результатов измерений активности образцов.

$$A(t_0) = A_S (1 - \exp(-\lambda t_0))$$

В состоянии насыщения скорость образования неста-бильных ядер равна скорости их распада. Практически, состояние насыщения достигается через  $(5 - 6) T_{1/2}$ .

Между моментом окончания облучения образца и началом измерения его активности проходит некоторое время, называемое временем высвечивания  $t_e$ , в течение которого часть радиоактивных атомов распадается. Активность образца на момент начала измерений равна  $A_0 \exp(-\lambda t_0)$

Зарегистрированное за время измерений  $t_u$  число продуктов распада радиоактивных ядер в образце выражается соотношением

$$C(t_0, t_B, t_H) = \varepsilon w K_1 K_2 K_3 K_c \int_0^{t_H} A(t_0, t_B, t) dt = \frac{A_S \varepsilon w K_1 K_2 K_C}{\lambda} K_3(t_0, t_B, t_H)$$

где:

$$K_3(t_0, t_B, t_H) = (1 - \exp(-\lambda t_0)) \exp(-\lambda t_B) (1 - \exp(-\lambda t_H))$$

$w$  - абсолютная интенсивность (выход) регистрируемого излучения на 1 распад;

$K_1$  - поправка на возмущение нейтронного поля образцом;

$K_C$  - поправка на поглощение детектируемого излучения образцом;

$K_2$  - поправка, учитывающая потери информации в электронном тракте;

$K_3$  - коэффициент, учитывающий накапливание и распад нестабильных ядер в радиаторе;

$\varepsilon$  - эффективность регистрирующего устройства.

По измеренному значению  $C(t_0, t_B, t_H)$  можно вычислить  $A_S$  и  $\Phi$ , если все другие параметры известны:

$$A_S = \frac{\lambda C(t_0, t_B, t_H)}{\varepsilon w K_1 K_2 K_C K_3(t_0, t_B, t_H)} \quad \cdot \quad \Phi(T) = \frac{A_S}{\sigma_{act}(T) N_0}$$

# Измерение активности

## образцов

Следующие обстоятельства должны быть учтены при выборе способа измерения активности образца:

- Часть продуктов распада нестабильных ядер может поглощаться в самом образце. В таком случае в процессе измерений получают заниженную активность.
- В образце могут происходить несколько различных реакций, продукты которых регистрируются одновременно (фон), затрудняя определение активности насыщения интересующей реакции.

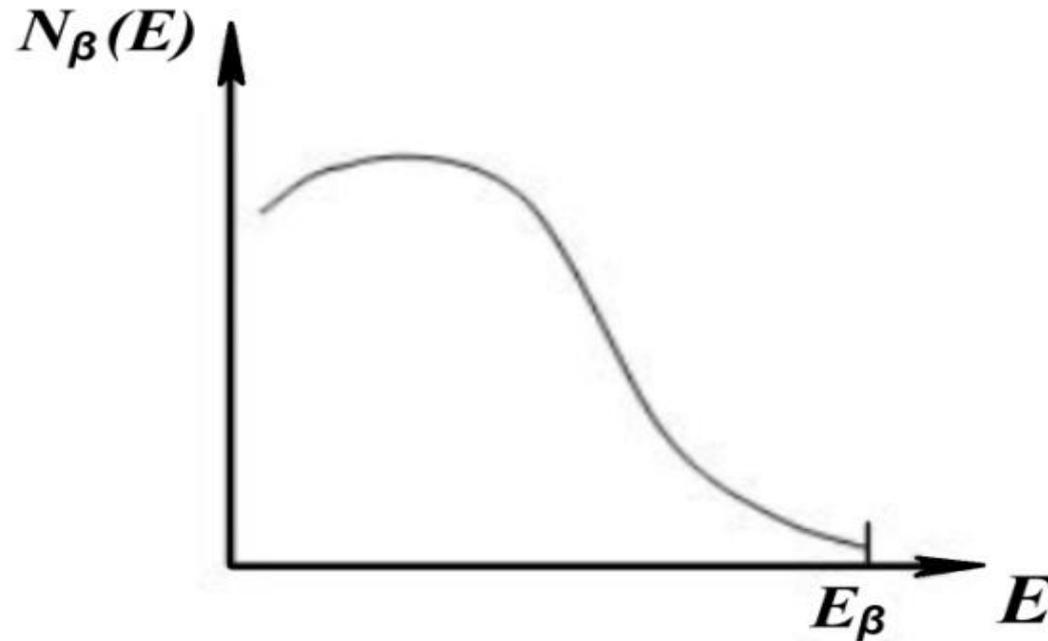
# Измерения активности образца по бета излучению

Наибольшую трудность представляет учет самопоглощения в образце и поглощения в окне детектора, так как проникающая способность бета частиц мала.

Например, средняя величина массового коэффициента поглощения бета частиц, испускаемых  $^{116m}\text{In}$  равна  $22 \text{ см}^2/\text{г}$ . При прохождении бета частиц через слой индия толщиной  $70 \text{ мг}/\text{см}^2$  80% частиц поглощаются и на детектор попадают бета частицы, испущенные только поверхностными слоями образца.

По этой причине бета излучение регистрируют лишь в опытах с тонкими, слабо поглощающими образцами или используют спектрометры бета частиц с жидкими сцинтилляторами, в которые вводят раствор индикатора.

# Спектр бета излучения



- Энергия связи нуклонов в ядре, образующемся в результате  $\beta$ -распада, больше, чем в исходном. Энергия, соответствующая этой разности делится между продуктами реакции, причем большая часть уносится нейтрино. Спектр  $\beta$ -частиц непрерывен.

# Измерения активности образца по испускаемому фотонному (гамма) излучению

Практически все нестабильные нуклиды, образующиеся при облучении образцов нейтронами, испускают фотоны (гамма кванты). Фотонное излучение обладает более высокой проникающей способностью, чем бета-излучение, поэтому его самопоглощение относительно мало. Например, массовый коэффициент поглощения фотонов с энергией 1,29 МэВ испускаемых  $^{116\text{m}}\text{In}$  равен  $0,05 \text{ см}^2/\text{г}$ , то есть в 440 раз меньше, чем для бета частиц.

Калиброванные с помощью аттестованных образцовых спектрометрических фотонных (гамма) источников (ОСГИ) спектрометры фотонного излучения применяют для абсолютных измерений дифференциальных энергетических распределений (спектров) фотонного излучения.

Дискретная, индивидуальная для каждого нуклида, структура спектра фотонного излучения создает принципиальную возможность идентификации нуклида, а интенсивность фотонных линий – позволяют определить количество ядер, распавшихся за время измерений.

Фотоны с разной энергией неодинаково поглощаются внутри образца. Эффект самопоглощения может существенно искажать результаты измерения активности образцов.

Поправку  $K_c$ , учитывающую эффект самопоглощения плоским образцом испускаемых им фотонов с энергией  $E$ , можно вычислить по формуле:

$$K_c(E) = \frac{\mu(E)}{1 - \exp(-\mu(E)d)}$$

где:

$\mu(E)$  - линейный коэффициент поглощения фотонного излучения с энергией  $E$  в материале образца;

$d$  - эффективная толщина образца.