

МИНЕСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РФ
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования
**«Национальный исследовательский
ТОМСКИЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»**

**ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ ПО
ТЕОРИИ ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ**

Методические рекомендации к выполнению лабораторных работ

Томск 2014

1. ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ МЕТОДОМ НАИМЕНЬШИХ КВАДРАТОВ

1.1. Ошибки измерений

На результаты экспериментов помимо статистических флуктуации, связанных с вероятностной природой явления, оказывают влияние случайные воздействия, возникающие в процессе эксперимента и обработки. Совокупность внешних возмущений увеличивает разброс результатов и вызывает смещение среднего значения. Последнее усугубляется действием целого ряда систематических причин («сдвинутая» шкала приборов, плохая геометрия опыта и т. д.). Каждая из случайных причин обычно подчиняется собственному распределению. Таким образом, результаты измерений будут описываться распределением, возникающим как наложение многих частных распределений. В итоге, однако, форма его будет приближаться к гауссовой, если только нет каких-либо превалирующих причин. Это обстоятельство является следствием так называемой *центральной предельной теоремы* теории вероятности, утверждающей, что действие большого числа причин с интенсивностями воздействия примерно одного порядка приводит к нормальному распределению величин, возникающих под влиянием этих воздействий.

В опыте отклонение результатов от среднего значения интерпретируется как ошибка измерений. При этом различают случайные и систематические ошибки, обусловленные соответственно случайными и систематическими причинами. Однако понятием «ошибка измерений» следует пользоваться с известной осторожностью.

Если разброс значений, возникающий в процессе самого эксперимента, и может трактоваться как ошибка измерений, то неопределенность результатов, связанная с природой исследуемого процесса, позволяет лишь судить о *статистических закономерностях* рассматриваемого явления и не может называться собственной ошибкой.

Таким образом, следуя одностороннему определению ошибки, ее можно «обнаружить» даже в условиях идеального эксперимента, в то время как расхождение экспериментальных данных будет отражать объективную реальность явления. Хотя, конечно, можно упомянуть класс экспериментов по измерению абсолютных констант (заряд, масса, спин элементарных частиц и т. д.), в которых разброс значений при определении этих величин, по-видимому, нужно отнести к «чистым» ошибкам измерения.

К сожалению, на практике погрешности методики измерения не всегда поддаются оценке. Поэтому в настоящее время вместо ошибки принято указывать *доверительный* интервал, в пределах которого с определенной вероятностью (доверительной вероятностью) можно ожидать значения исследуемых величин в условиях предлагаемой методики измерения.

Для случайной величины x доверительный интервал $[\bar{x} - \Delta\xi; \bar{x} + \Delta\xi]$ соответствует доверительной вероятности $(1-\alpha)$, если

$$P(|x - \bar{x}| \leq \Delta\xi) = 1 - \alpha. \quad (1.1)$$

Вероятность $(1-\alpha)$ называют также коэффициентом надежности, а величину α – уровнем значимости.

Надежным критерием для оценки доверительного интервала при заданном уровне значимости является среднеквадратичное отклонение σ , квадрат которого есть дисперсия, характеризующая рассеивание значений случайной величины в окрестности ее среднего значения (если, конечно, существует \bar{x} и σ^2).

Допустим, что при измерениях получены результаты $\xi_1, \xi_2, \dots, \xi_n$. Тогда в качестве оценки среднего значения \bar{x} и дисперсии σ^2 принимают соотношения

$$\bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \xi_i, \quad \sigma_x^2 = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (\xi_i - \bar{x})^2. \quad (1.2)$$

Усредненный результат серии измерения меньше отклоняется от точного значения, чем отдельные измерения; дисперсия среднего значения в n раз меньше дисперсии отдельных измерений, т. е.

$$\sigma_{\bar{x}}^2 = \frac{1}{n \cdot (n-1)} \sum_{i=1}^n (\xi_i - \bar{x})^2.$$

Соотношения (1.2) тем точнее, чем больше n .

1.2. Ошибки функции измеряемых величин

Параметры распределения функции $\Phi = \Phi(x_1, x_2, \dots, x_n)$ случайных переменных x_1, x_2, \dots, x_n , независимых между собой находятся следующим образом:

Если ошибки определения каждой из переменных x_i достаточно малы, то функцию $\Phi(x_i)$ можно разложить в ряд Тейлора около средних значений \bar{x}_i и пренебречь членами разложения выше первого порядка малости, т. е.

$$\Phi(x_1, x_2, \dots, x_n) \cong \Phi(\bar{x}_1, \bar{x}_2, \dots, \bar{x}_n) + \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x}_i) \frac{\partial \Phi}{\partial \bar{x}_i}.$$

Это соотношение становится точным для линейных функций $\Phi = \Phi(x_i)$. Усредняя его по x_i , имеем

$$\bar{\Phi} \cong \Phi(\bar{x}_1, \bar{x}_2, \dots, \bar{x}_n), \quad (1.3)$$

а дисперсия σ_{Φ}^2 равна

$$\sigma_{\Phi}^2 = \sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \bar{x}_i} \right)^2 \sigma_{x_i}^2. \quad (1.4)$$

Так, для суммы или разности двух величин абсолютная ошибка определяется по формуле:

$$\sigma_{x_1 \pm x_2} = \sqrt{\sigma_{x_1}^2 + \sigma_{x_2}^2},$$

а относительная ошибка будет

$$\delta_{x_1 \pm x_2} = \frac{\sqrt{\sigma_{x_1}^2 + \sigma_{x_2}^2}}{\bar{x}_1 \pm \bar{x}_2}.$$

Пусть за время t зарегистрировано N частиц, тогда предполагаемая интенсивность частиц равна $\nu = N/t$. Дисперсия величины ν определяется выражением

$$\sigma_\nu^2 = \frac{\sigma_N^2}{t^2} = \frac{\nu t}{t^2} = \frac{\nu}{t},$$

среднеквадратичная ошибка

$$\sigma_\nu = \sqrt{\nu/t},$$

а относительная ошибка

$$\delta_\nu = \frac{\sqrt{\nu/t}}{\nu} = \frac{1}{\sqrt{\nu t}} = \frac{1}{\sqrt{N}},$$

здесь учитывается тот факт, что при однократном измерении дисперсия величины N – есть сама N .

1.3. Обработка результатов методом наименьших квадратов

Очень часто в практике встречаются задачи, когда известны численные значения аргументов с их экспериментальными ошибками, и необходимо определить функцию, которая связывает эти величины.

Итак, пусть исследуется зависимость некоторой физической величины y от другой физической величины x :

$$y = f(x),$$

которая неизвестна и которую нужно найти.

На рис. 1.1 представлена совокупность экспериментальных точек (x_i, y_i) , где $i = 1, 2, 3, \dots, n$. При этом y_i – случайные величины, каждая из которых отклоняется от истинного значения на некоторую случайную величину $\varepsilon_i = y_i - f(x_i)$.

Проведение и уравнивание кривой $y = f(x)$ по экспериментальным точкам относится к так называемому *регрессионному анализу*, который обычно базируется на методе наименьших квадратов. При этом наилучшей кривой $y = f(x)$ считают ту, для которой минимальна сумма квадратов отношения ε_i/σ_i , где ε_i – указанное выше отклонение эмпирических точек y_i от предполагаемых, а σ_i – среднеквадратичная ошибка измерений, т. е.

$$S = \sum_{i=1}^n \left(\frac{\varepsilon_i}{\sigma_i} \right)^2 = \min.$$

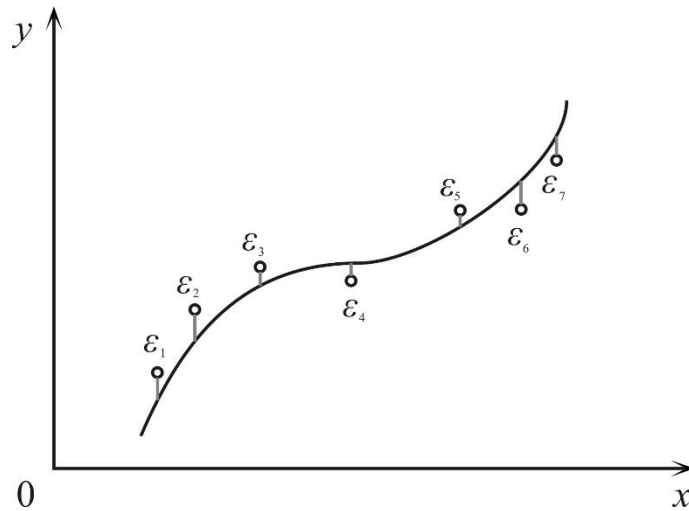


Рис. 1.1. Кривая, построенная по экспериментальным точкам методом наименьших квадратов

Обычно искомую функцию аппроксимируют каким-либо полиномом конечной степени $m - 1$, например,

$$y = f(x) = \sum_{k=0}^{m-1} B_k x^k,$$

и достигают минимума указанной квадратичной формы, варьируя сумму по коэффициентам B_k , т. е.

$$\frac{\partial S}{\partial B_k} = 0, \quad (k = 0, 1, \dots, m - 1).$$

Тогда коэффициенты регрессии B_k определяются линейной системой уравнений

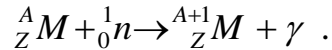
$$\sum_{i=1}^n (y - \sum_{k=0}^{m-1} B_k x_i^k) x_i^{k'} / \sigma_i^2 = 0, \quad k' = 0, 1, \dots, m - 1,$$

и вычисляются согласно общим методам решения линейных уравнений. Очевидно, что для нахождения m коэффициентов кривой регрессии требуется число экспериментальных точек $n \geq m$.

2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПЕРИОДОВ ПОЛУРАСПАДА ИСКУССТВЕННЫХ РАДИОАКТИВНЫХ НУКЛИДОВ

2.1. Основные теоретические сведения

Результатом взаимодействия тепловых нейтронов с неделящимися ядрами в большинстве случаев является осуществление реакции радиационного захвата (n, γ), реализующейся по следующей схеме:



Причем образовавшийся изотоп ${}^{A+1}_ZM$ вследствие "перегрузки" по количеству нейтронов чаще всего является нестабильным и претерпевает в последствии β^- -распад, то есть является искусственно радиоактивным.

Математически задачу о накоплении радиоактивных атомов в облучаемом образце можно рассмотреть следующим образом. Пусть тонкий образец (образец считается тонким, если изменение потока частиц, проходящих через него, много меньше этого потока) стабильного изотопа, содержащий N_{cm} атомов, помещается в поток тепловых нейтронов плотностью Φ , $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Тогда за время dt появится $\Phi N_{cm} \sigma_a dt$ новых активных атомов (σ_a – микроскопическое сечение поглощения нейтрона стабильным ядром). Наряду с процессом образования активных ядер идет процесс их распада. Если к моменту времени t было N активных ядер, то за время dt их распадется $\lambda N dt$, где λ – постоянная распада. Так как процессы накопления и распада активных ядер идут одновременно, то дифференциальное уравнение для определения изменения количества активных ядер во времени $N(t)$ имеет вид:

$$\frac{dN(t)}{dt} = \Phi N_{cm} \sigma_a - \lambda N(t), \quad (2.1)$$

где $\Phi N_{cm} \sigma_a$ – число образующихся за единицу времени радиоактивных ядер. Интегрируя уравнение (2.1) при начальном условии: в момент времени $t=0$ $N(t)=0$, и полагая, что за время облучения в каждый момент количество образовавшихся активных ядер много меньше количества ядер стабильного изотопа, получаем:

$$N(t) = \frac{\Phi N_{cm} \sigma_a}{\lambda} [1 - \exp(-\lambda t)] = N_{\max} [1 - \exp(-\lambda t)]. \quad (2.2)$$

Отсюда следует, что при увеличении времени облучения ($t \rightarrow \infty$) число активных ядер, накопленных в образце, стремится к своему предельному значению $N_{\max} = \frac{\Phi N_{cm} \sigma_a}{\lambda}$. Если время облучения будет составлять $8 \div 10$ периодов полураспада, то $N(t)$ будет отличаться от N_{\max} всего на $10^{-2}\%$, и практически можно считать, что достигнуто насыщение образца, при котором число образующихся радиоактивных ядер в единицу времени равно числу распадающихся ядер. С дальнейшим ростом времени облучения число активных ядер в образце не изменяется.

Для того, чтобы судить о скорости нарастания числа радиоактивных атомов, следят за изменением активности A образца во времени:

$$A = \lambda N = \lambda N_{\max} [1 - \exp(-\lambda t)]. \quad (2.3)$$

Обозначив λN_{\max} как A_{\max} – активность насыщения образца (в момент времени $t \rightarrow \infty$), получаем, что активность образца нарастает по экспоненциальному закону с тем же периодом, что и число радиоактивных ядер:

$$A = A_{\max} [1 - \exp(-\lambda t)] = A_{\max} \left[1 - \exp\left(-\frac{\ln 2}{T_{1/2}} t\right) \right], \quad (2.4)$$

где $T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}$ – период полураспада, т.е. время, в течение которого активность образца уменьшается в два раза.

Пусть в момент времени $t=t_0$ облучение образца нейтронами прекратилось. Накопившиеся к этому моменту радиоактивные ядра будут распадаться по экспоненциальному закону:

$$N = N_0 \exp(-\lambda t), \quad (2.5)$$

где N_0 – количество радиоактивных ядер, накопившихся к моменту времени t_0 ; t – время с момента окончания облучения; λ – постоянная распада.

Изменение активности A образца во времени будет определяться соотношением:

$$A = \frac{dN}{dt} = \lambda N = \lambda N_0 \exp(-\lambda t). \quad (2.6)$$

Обозначив λN_0 как A_0 – активность образца после окончания облучения (в момент времени $t=t_0$), получаем, что активность образца убывает по экспоненциальному закону с тем же периодом, что и число радиоактивных ядер:

$$A = A_0 \exp(-\lambda t) = A_0 \exp\left(-\frac{\ln 2}{T_{1/2}} t\right). \quad (2.7)$$

На рис. 2.1 показаны нарастание во времени активности в образце при его облучении и ее спад при последующем высвечивании.

За изменением активности образца можно следить экспериментально, поскольку она равна числу испускаемых образцом в единицу времени частиц, которые можно регистрировать счетчиками, либо другими приборами. Пусть, например, источник β^- -частиц находится около бета-счетчика. Тогда активность исследуемого образца будет пропорциональна числу импульсов, регистрируемых счетчиком в единицу времени:

$$\text{при распаде} - A(t) = \frac{n(t)}{\omega} = \frac{n_0}{\omega} \exp(-\lambda t) = A_0 \exp(-\lambda t), \quad (2.8)$$

$$\text{при активации} - A(t) = \frac{n(t)}{\omega} = \frac{n_{\max}}{\omega} [1 - \exp(-\lambda t)] = A_{\max} [1 - \exp(-\lambda t)]. \quad (2.9)$$

где $n(t)$ – число импульсов, регистрируемых счетчиком в единицу времени, в момент времени t (скорость счета); n_0 – скорость счета в начальный момент

времени $t = t_0$; n_{max} – скорость счета в конечный момент времени $t \rightarrow \infty$ в условиях эксперимента необходимо, чтобы выполнялось условие $t > 10T_{1/2}$; отношения $A_0 = \frac{n_0}{\omega}$ и $A_{max} = \frac{n_{max}}{\omega}$ – активность образца в начальный и конечный момент времени, соответственно; $\omega = 0,3$ – средняя вероятность регистрации β^- -частицы.

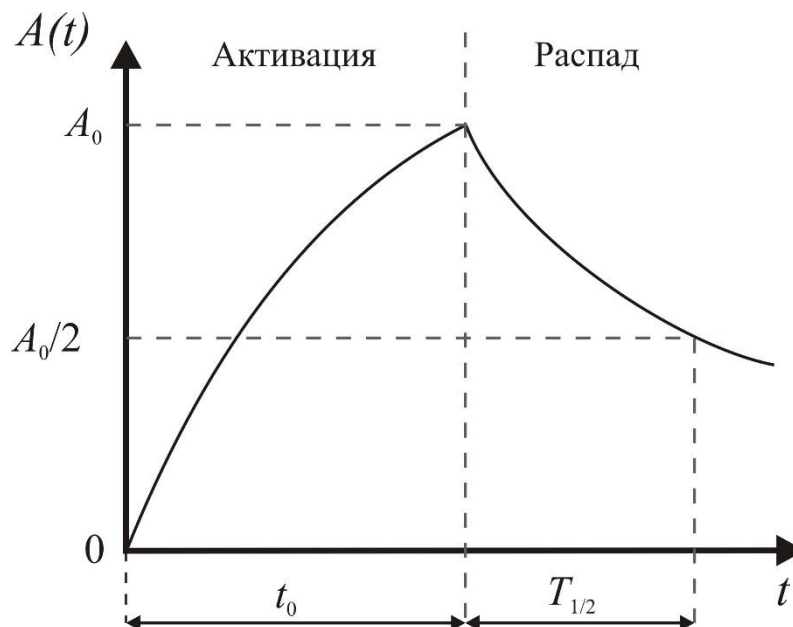


Рис. 2.1. Изменение активности образца во времени при его облучении и радиоактивном распаде

Введение ω обусловлено следующими причинами. Во-первых, если активный образец располагается вне чувствительного объема счетчика, последний регистрирует лишь часть частиц, тем меньшую, чем меньше телесный угол, под которым счетчик виден из источника излучения. Во-вторых, из числа частиц, полетевших в направлении счетчика, часть может быть поглощена в самом источнике, в воздухе на пути к счетчику, либо в стенках счетчика. Наконец наличие мертвого времени (его называют также временем нечувствительности, разрешающим временем) у регистрирующей аппаратуры приводит к тому, что часть частиц, прошедших через счетчик, не регистрируется. В различных экспериментах перечисленные факторы могут влиять по разному на измеряемую величину. Например, при измерении абсолютной активности образца важны все три перечисленных фактора.

Допустим, что в некоторый момент времени t включили на время dt счетную установку. Если время измерения много меньше периода полураспада исследуемого нуклида, то скорость счета можно считать постоянной за время измерения dt . Тогда, зная эффективность регистрации ω и скорость счета, можно построить кривую спада либо нарастания активности образца во времени.

Логарифмируя уравнение (2.8) или (2.9), можно определить постоянную распада исследуемого нуклида:

$$\text{при распаде} - \lambda = \frac{\ln A_0 - \ln A(t)}{t} = \frac{\ln n_0 - \ln n(t)}{t}, \quad (2.10)$$

$$\text{при активации} - \lambda = \frac{\ln A_{\max} - \ln[A_{\max} - A(t)]}{t} = \frac{\ln n_{\max} - \ln[n_{\max} - n(t)]}{t}. \quad (2.11)$$

Таким образом, нанося значение $\ln n(t)$ или $\ln[n_{\max} - n(t)]$ на полулогарифмическом графике, получаем прямую линию, тангенс угла наклона которой равен λ . Определив тангенс угла наклона, вычисляется период полураспада:

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda}. \quad (2.12)$$

Рассмотренный метод анализа кривой распада или активации называют обычно дифференциальным методом.

В случае если исследуемый образец есть смесь двух изотопов, то накопившиеся радиоактивные ядра будут распадаться по следующему закону:

$$\begin{aligned} &\text{для 1-го изотопа} - N_1 = N_{01} \exp(-\lambda_1 t), \\ &\text{для 2-го изотопа} - N_2 = N_{02} \exp(-\lambda_2 t), \\ &\text{для общего количества радиоактивных ядер} - \\ &N = N_1 + N_2 = N_{01} \exp(-\lambda_1 t) + N_{02} \exp(-\lambda_2 t), \end{aligned} \quad (2.13)$$

где N_{01} и N_{02} – количество радиоактивных ядер накопившихся к моменту времени t_0 1-го и 2-го изотопа, соответственно; λ_1 и λ_2 – постоянные распада для 1-го и 2-го изотопа, соответственно; t – время с момента окончания облучения.

В этом случае активность образца будет определяться из соотношения:

$$\begin{aligned} A = A_1 + A_2 &= \frac{dN_1}{dt} + \frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 N_1 + \lambda_2 N_2 = \\ &= \lambda_1 N_{01} \exp(-\lambda_1 t) + \lambda_2 N_{02} \exp(-\lambda_2 t) \end{aligned}, \quad (2.14)$$

где A_1 и A_2 – вклад в активность образца за счет 1-го и 2-го изотопа, соответственно.

Если период полураспада 1-го изотопа много больше периода полураспада 2-го изотопа ($T_{1/2}^1 \gg T_{1/2}^2$), то через время $t > 10T_{1/2}^2$ можно считать, что на активность образца влияет только распад 1-го изотопа, т.е.

$$A = A_1 = \frac{dN_1}{dt} = \lambda_1 N_1 = \lambda_1 N'_{01} \exp(-\lambda_1 t) = A'_{01} \exp(-\lambda_1 t). \quad (2.15)$$

где A'_{01} – вклад в активность образца 1-го изотопа в момент времени $t_{01} = 10 T_{1/2}^2$, N'_{01} – число радиоактивных ядер 1-го изотопа в момент времени t_{01} .

Логарифмируя выражение (2.15) можем определить постоянную распада для 1-го изотопа:

$$\lambda_1 = \frac{\ln A_{01} - \ln A(t)}{t} = \frac{\ln n_{01} - \ln n(t)}{t}, \quad (2.16)$$

где n_{01} – вклад 1-го изотопа в скорость счета в момент времени $t_{01} = 10 T_{1/2}^2$.

В результате можно определить вклад в активность образца 1-го изотопа в любой момент времени, а также определить постоянную распада для 2-го изотопа из выражения 14:

$$A(t) = A_1(t) + A_2(t) = A_{01} \exp(-\lambda_1 t) + A_{02} \exp(-\lambda_2 t), \quad (2.17)$$

где A_{01} и A_{02} – вклад в активность образца 1-го и 2-го изотопа в момент окончания облучения t_0 .

$$A_2(t) = A_{02} \exp(-\lambda_2 t) = A(t) - A_1(t). \quad (2.18)$$

Логарифмируя выражение (2.18) получим:

$$\lambda_2 = \frac{\ln A_{02} - \ln[A(t) - A_1(t)]}{t} = \frac{\ln n_{02} - \ln[n(t) - n_1(t)]}{t}, \quad (2.19)$$

где n_{02} – вклад 2-го изотопа в скорость счета в момент времени t_0 ; $n_1(t)$ – вклад 1-го изотопа в скорость счета в момент времени t .

По выражению (2.12) определяют периоды полураспада для 1-го и 2-го изотопов.

2.2. Описание экспериментальной установки

Бета-активность образца измеряют с помощью стандартных пересчетных приборов. Счетчик ионизирующих частиц преобразует возникающую в его объеме ионизацию от прохождения заряженной частицы в электрические импульсы. Импульсы с выхода счетчика подаются на формирователь, преобразующий их в стандартные по амплитуде и длительности, необходимые для работы пересчетного устройства. При необходимости формированию импульсов предшествует дополнительное усиление. В качестве бета-счетчика используется сцинтилляционный счетчик.

Таблица № 2.1

Ядерные характеристики индиевых активационных детекторов

Изотопный состав природного индия	Содержание изотопа, %	Сечение активации, барн	Радиоактивный продукт	Период полураспада радиоактивного продукта
$^{113}_{49}\text{In}$	4,23	58±12	$^{114m}_{49}\text{In}$	49 сут.
			$^{114}_{49}\text{In}$	72 с
$^{115}_{49}\text{In}$	95,77	197±15	$^{116m}_{49}\text{In}$	54 мин.
			$^{116}_{49}\text{In}$	13 с

Примечание: Сечения активации приведены для нейтронов со скоростями 2000 м/с.

В качестве исследуемого образца для лабораторных работ: кривая распада и активации используется индиевая пластинка, для смеси двух радиоактивных изотопов – серебряная. В таблице №2.1 дан изотопный состав

природного индия и продуктов (n, γ)–реакции, возникающих при облучении природных изотопов тепловыми нейтронами.

2.3. Порядок выполнения работы

Определение периода полураспада по кривой распада

Изучить инструкцию по технике безопасности при работе в лаборатории и, выполняя указанные в ней требования, приступить к измерениям с разрешения преподавателя.

- а) Убедиться в работоспособности счетного устройства в проверочном режиме.
- б) Измерить 2–3 раза фон счетной установки. Время одного измерения ($t_{\text{изм}}$) составляет 100 с.
- в) Извлечь образец из контейнера с источником нейтронов и выдержать его без измерения 30–40 с.
- г) Снять зависимость скорости счета от времени $n(t)$. В каждый момент времени (t) проводится три измерения. Время одного измерения составляет 100 с. Результаты измерений (n) сводятся в таблицу № 2.2.
- д) По окончании измерений повторить измерение фона счетной установки.

Определение периода полураспада по кривой активации

Изучить инструкцию по технике безопасности при работе в лаборатории и, выполняя указанные в ней требования, приступить к измерениям с разрешения преподавателя.

- а) Убедиться в работоспособности счетного устройства в проверочном режиме.
- б) Измерить 2–3 раза фон счетной установки. Время одного измерения ($t_{\text{изм}}$) составляет 100 с.
- в) Заложить индиевые образцы в контейнер с источником нейтронов и запустить секундомер.
- г) В назначенное время извлечь образец из контейнера и выдержать его без измерения 30–40 с.
- д) Три раза измерить скорость счета $n(t)$ и записать значение массы данного образца (m) в таблицу № 2.3. Время одного измерения составляет 100 с.
- е) Повторить пункты (в) и (г) для остальных фольг. Скорость счета последней фольги измеряют на следующий день для определения n_{max} . Результаты измерений (n) сводятся в таблицу № 2.3.
- ж) По окончании измерений повторить измерение фона счетной установки.

Таблица № 2.2

Пример таблицы результатов экспериментов и расчетов для кривой распада

t , мин	n , имп/с	$\bar{n} \pm \sigma_n$, имп/с	$\bar{N} \pm \sigma_N$, имп/с	$\bar{A} \pm \sigma_A$, расп/с	$\overline{\ln A} \pm \sigma_{\ln}$
0					
10					
20					
30					
45					
60					

Примечание: Для определения скорости счета необходимо все показания пересчетного устройства разделить на время измерения.

Таблица № 2.3

Пример таблицы результатов экспериментов и расчетов для кривой активации

$m, \text{ г}$	$t, \text{ мин}$	$n, \text{ имп/с}$	$\bar{n} \pm \sigma_n, \text{ имп/с}$	$\bar{N} \pm \sigma_N, \text{ имп/с}$	$\bar{A} \pm \sigma_A, \text{ расп/(с·г)}$	$\bar{A}' \pm \sigma_{A'}, \text{ расп/(с·г)}$	$\overline{\ln A'} \pm \sigma_{\ln}$
$m=$	5						
$m=$	10						
$m=$	20						
$m=$	30						
$m=$	45						
$m=$	60						
$m=$	max					–	–

Примечание: Для определения скорости счета необходимо все показания пересчетного устройства разделить на время измерения.

m – масса измеряемого образца.

max – время облучения индиевой фольги более суток.

В ячейках, где расположен прочерк (–), определение значений проводить не следует.

Таблица № 2.4

Пример таблицы результатов экспериментов и расчетов для смеси двух радиоактивных изотопов

$t_{\text{изм}},$ с	$t,$ мин	$n,$ имп/с	$\bar{n} \pm \sigma_n,$ имп/с	$\bar{N} \pm \sigma_N,$ имп/с	$\bar{A} \pm \sigma_A,$ расп/с	$\overline{\ln A_1} \pm \sigma_{\ln}^1$	$\bar{A}_1 \pm \sigma_A^1,$ расп/с	$\bar{A}_2 \pm \sigma_A^2,$ расп/с	$\overline{\ln A_2} \pm \sigma_{\ln}^2$
10	0,0					–			
	0,5					–			
	1,0					–			
	1,5					–			
	2,0					–			
30	5,0						–	–	–
	7,5						–	–	–
	10,0						–	–	–
	12,5						–	–	–
	15,0						–	–	–

Примечание: Для определения скорости счета необходимо все показания пересчетного устройства разделить на время измерения.

Символ 1 и 2 – присваивается для нуклида с большим (около 2,42 мин) и меньшим периодом полураспада (около 24 с) соответственно. В ячейках, где расположен прочерк (–), определение значений проводить не следует.

Определение периода полураспада для смеси двух радиоактивных изотопов

Изучить инструкцию по технике безопасности при работе в лаборатории и, выполняя указанные в ней требования, приступить к измерениям с разрешения преподавателя.

- а) Убедиться в работоспособности счетного устройства в проверочном режиме.
- б) Измерить 2–3 раза фон счетной установки. Время одного измерения фона ($t_{\text{изм}}$) составляет 100 с.
- в) Извлечь образец из контейнера с источником нейтронов.
- г) Снять зависимость скорости счета от времени $n(t)$. В каждый момент времени (t) производится одно измерение. Время одного измерения составляет: $t_{\text{изм}} = 10$ с в интервале $0 < t < 2$ мин; $t_{\text{изм}} = 30$ с в интервале $t > 2$ мин. Результаты измерений (n) сводятся в таблицу № 2.4.
- д) По окончании измерений повторить измерение фона счетной установки.

2.4. Обработка результатов измерений

Определение периода полураспада по кривой распада

- а) По данным таблицы № 2.1 провести анализ с целью выбора радиоактивного изотопа индия, для которого по результатам измерений может быть рассчитан период полураспада.
- б) Рассчитать средний фон счетной установки (\bar{n}_ϕ) и погрешность его измерения (σ_ϕ) по соотношениям:

$$\bar{n}_\phi = \frac{1}{I} \sum_{i=1}^I n_{\phi_i}; \quad \sigma_\phi = \sqrt{\frac{1}{I(I-1)} \sum_{i=1}^I (\bar{n}_\phi - n_{\phi_i})^2},$$

где i – номер измерения, в данном случае может принимать значения 1, 2, 3; I – количество измерений фона, в данном случае равно 3; n_{ϕ_i} – скорость счета фона в i -ом измерении.

- в) Для всех моментов времени t определить среднее значение скорости счета (\bar{n}) и погрешность его измерения (σ_n) по соотношениям:

$$\bar{n} = \frac{1}{I} \sum_{i=1}^I n_i; \quad \sigma_n = \sqrt{\frac{1}{I(I-1)} \sum_{i=1}^I (\bar{n} - n_i)^2},$$

где i – номер измерения в момент времени t и в данном случае может принимать значения 1, 2, 3; I – количество измерений в момент времени t и в данном случае равно 3; n_i – скорость счета в i -ом измерении.

- г) Определить среднее значение скорости счета в момент времени t , обусловленного только активностью индиевого образца (\bar{N}), т.е. из всех полученных замеров исключить фон и оценить его погрешность (σ_N) по соотношениям:

$$\bar{N} = \bar{n} - \bar{n}_\phi; \quad \sigma_N = \sqrt{\sigma_n^2 + \sigma_\phi^2}.$$

д) Определить среднее значение активности индиевого образца и его погрешность по соотношениям:

$$\bar{A} = \frac{\bar{N}}{\omega}; \sigma_A = \frac{\sigma_N}{\omega}.$$

е) Определить среднее значение логарифма активности индиевого образца ($\overline{\ln A}$) и его погрешность (σ_{\ln}) по соотношениям:

$$\overline{\ln A} = \ln \bar{A}; \sigma_{\ln} = \frac{\sigma_A}{\bar{A}}.$$

ж) Построить график зависимости активности образца от времени в полулогарифмическом масштабе ($\overline{\ln A} = f(t)$). Для этого на график наносятся экспериментальные значения $\overline{\ln A}$ с доверительными интервалами в рамках которых строятся две прямые линии. Так как постоянная распада определяется по тангенсу угла наклона этих линий, то необходимо строить их в двух крайних по углу наклона положениях (“пологая” – 1 и “крутая” – 2 линии на рис. 2.2, а).

Если значения доверительных интервалов получаются низкими для построения прямых линий ($\sigma_{\ln} \ll \overline{\ln A}$), то линии строятся таким образом, чтобы точки над и под прямой уравнивали друг друга (рис. 2.2, б).

з) По тангенсу угла наклона прямых линий определить два предельных значения постоянной распада (λ_1, λ_2) по соотношениям:

$$\lambda_1 = \frac{\ln A_{11} - \ln A_{12}}{\Delta t}; \lambda_2 = \frac{\ln A_{21} - \ln A_{22}}{\Delta t},$$

где $\ln A_{11}, \ln A_{12}$ – значения логарифмов активности для “пологой” прямой (1 рис. 2) в первой и второй точке соответственно; $\ln A_{21}, \ln A_{22}$ – значения логарифмов активности для “крутой” прямой (2 рис. 2) в первой и второй точке соответственно.

и) Определить среднее значение постоянной распада ($\bar{\lambda}$) и ее погрешность (σ_{λ}) по соотношениям:

$$\bar{\lambda} = \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{2}; \sigma_{\lambda} = \sqrt{\frac{(\bar{\lambda} - \lambda_1)^2 + (\bar{\lambda} - \lambda_2)^2}{2}}.$$

к) Определить среднее значение периода полураспада (\bar{T}) и его погрешность (σ_T) по соотношениям:

$$\bar{T} = \frac{\ln 2}{\bar{\lambda}} = \frac{0,693}{\bar{\lambda}}; \sigma_T = \frac{0,693 \cdot \sigma_{\lambda}}{\bar{\lambda}^2}.$$

л) Построить кривую распада, т.е. зависимость активности индиевого образца от времени. Для этого необходимо нанести на график средние экспериментальные значения активности индиевого образца с доверительными интервалами ($\bar{A} \pm \sigma_A$) и построить зависимость:

$$A(t) = \bar{A}_0 \exp(-\bar{\lambda}t),$$

где \bar{A}_0 – значение активности индиевого образца в момент времени $t = 0$ (взять из таблицы № 2.2).

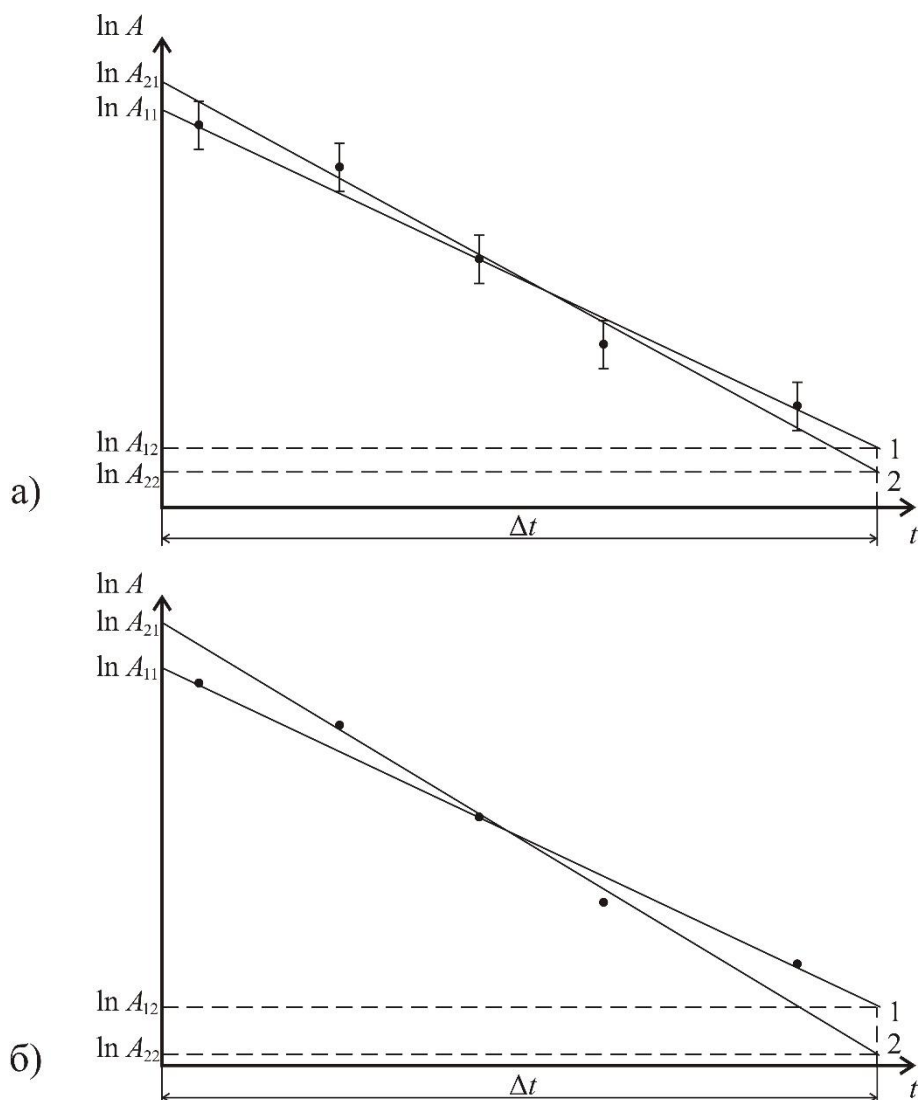


Рис. 2.2. Пример обработки зависимости активности образца от времени в полулогарифмическом масштабе

м) Составить отчет о выполненной работе, который должен включать следующее:

- самостоятельно сформулированную цель работы;
- необходимые теоретические сведения;
- результаты измерений и расчеты необходимых величин со своими погрешностями (таблица № 2.2);
- необходимые зависимости;
- вывод по работе.

Определение периода полураспада по кривой активации

а) По данным таблицы № 2.1 провести анализ с целью выбора радиоактивного изотопа индия, для которого по результатам измерений может быть рассчитан период полураспада.

б) Рассчитать средний фон счетной установки (\bar{n}_ϕ) и погрешность его измерения (σ_ϕ) по соотношениям:

$$\bar{n}_\phi = \frac{1}{I} \sum_{i=1}^I n_{\phi_i}; \sigma_\phi = \sqrt{\frac{1}{I(I-1)} \sum_{i=1}^I (\bar{n}_\phi - n_{\phi_i})^2},$$

где i – номер измерения, в данном случае может принимать значения 1, 2, 3; I – количество измерений фона, в данном случае равно 3; n_{ϕ_i} – скорость счета фона в i -ом измерении.

в) Для всех моментов времени t определить среднее значение скорости счета (\bar{n}) и погрешность его измерения (σ_n) по соотношениям:

$$\bar{n} = \frac{1}{I} \sum_{i=1}^I n_i; \sigma_n = \sqrt{\frac{1}{I(I-1)} \sum_{i=1}^I (\bar{n} - n_i)^2},$$

где i – номер измерения в момент времени t и в данном случае может принимать значения 1, 2, 3; I – количество измерений в момент времени t и в данном случае равно 3; n_i – скорость счета в i -ом измерении.

г) Определить среднее значение скорости счета в момент времени t , обусловленного только активностью индиевого образца (\bar{N}), т.е. из всех полученных замеров исключить фон и оценить его погрешность (σ_N) по соотношениям:

$$\bar{N} = \bar{n} - \bar{n}_\phi; \sigma_N = \sqrt{\sigma_n^2 + \sigma_\phi^2}.$$

д) Определить среднее значение удельной активности индиевого образца и его погрешность по соотношениям:

$$\bar{A} = \frac{\bar{N}}{\omega \cdot m}; \sigma_A = \frac{\sigma_N}{\omega \cdot m}.$$

е) Определить среднее значение разности удельных активностей индиевых образцов в насыщении (A_{\max} при $t = \max$) и в момент времени t (A) и их погрешности ($\sigma_{A'}$) по соотношениям:

$$\bar{A}' = \bar{A}_{\max} - \bar{A}; \sigma_{A'} = \sqrt{\sigma_{\max}^2 + \sigma_A^2},$$

где σ_{\max} – погрешность определения значения A_{\max} .

ж) Определить среднее значение логарифма разности активностей индиевого образца ($\overline{\ln A'}$) и его погрешность (σ_{\ln}) по соотношениям:

$$\overline{\ln A'} = \ln \bar{A}'; \sigma_{\ln} = \frac{\sigma_{A'}}{\bar{A}'}$$

з) Построить график зависимости разности активностей образца от времени в полулогарифмическом масштабе ($\overline{\ln A'} = f(t)$). Для этого на график наносятся экспериментальные значения $\overline{\ln A'}$ с доверительными интервалами в рамках которых строятся две прямые линии. Так как постоянная распада определяется по тангенсу угла наклона этих линий, то необходимо строить их в двух крайних по углу наклона положениях (“пологая” – 1 и “крутая” – 2 линии на рис. 2.2, а).

Если значения доверительных интервалов получаются низкими для построения прямых линий ($\sigma_{\ln} \ll \overline{\ln A'}$), то линии строятся таким образом, чтобы точки над и под прямой уравнивали друг друга (рис. 2.2, б).

и) По тангенсу угла наклона прямых линий определить два предельных значения постоянной распада (λ_1, λ_2) по соотношениям:

$$\lambda_1 = \frac{\ln A'_{11} - \ln A'_{12}}{\Delta t}; \quad \lambda_2 = \frac{\ln A'_{21} - \ln A'_{22}}{\Delta t},$$

где $\ln A'_{11}, \ln A'_{12}$ – значения логарифмов разности активностей для “пологой” прямой (1 рис. 2) в первой и второй точке соответственно; $\ln A'_{21}, \ln A'_{22}$ – значения логарифмов разности активностей для “крутой” прямой (2 рис. 2) в первой и второй точке соответственно.

к) Определить среднее значение постоянной распада ($\bar{\lambda}$) и ее погрешность (σ_{λ}) по соотношениям:

$$\bar{\lambda} = \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{2}; \quad \sigma_{\lambda} = \sqrt{\frac{(\bar{\lambda} - \lambda_1) + (\bar{\lambda} - \lambda_2)}{2}}.$$

л) Определить среднее значение периода полураспада (\bar{T}) и его погрешность (σ_T) по соотношениям:

$$\bar{T} = \frac{\ln 2}{\bar{\lambda}} = \frac{0,693}{\bar{\lambda}}; \quad \sigma_T = \frac{0,693 \cdot \sigma_{\lambda}}{\bar{\lambda}^2}.$$

м) Построить кривую активации, т.е. зависимость активности индиевого образца от времени облучения. Для этого необходимо нанести на график средние экспериментальные значения активности индиевого образца с доверительными интервалами ($\bar{A} \pm \sigma_A$) и построить зависимость:

$$A(t) = \bar{A}_{\max} [1 - \exp(-\bar{\lambda}t)],$$

где \bar{A}_{\max} – значение активности индиевого образца в момент времени $t = \max$ (взять из таблицы № 2.3).

н) Составить отчет о выполненной работе, который должен включать следующее:

- самостоятельно сформулированную цель работы;
- необходимые теоретические сведения;
- результаты измерений и расчеты необходимых величин со своими погрешностями (таблица № 2.3);
- необходимые зависимости;
- вывод по работе.

Определение периода полураспада для смеси двух радиоактивных изотопов

а) Рассчитать средний фон счетной установки (\bar{n}_{ϕ}) и погрешность его измерения (σ_{ϕ}) по соотношениям:

$$\bar{n}_{\phi} = \frac{1}{I} \sum_{i=1}^I n_{\phi_i}; \quad \sigma_{\phi} = \sqrt{\frac{1}{I(I-1)} \sum_{i=1}^I (\bar{n}_{\phi} - n_{\phi_i})^2},$$

где i – номер измерения, в данном случае может принимать значения 1, 2, 3; I – количество измерений фона, в данном случае равно 3; n_{ϕ_i} – скорость счета фона в i -ом измерении.

б) Определить среднее значение скорости счета (\bar{n}) и его погрешность (σ_n). В данном случае на каждый момент времени t имеется одно измерение, поэтому используются следующие соотношения (см. раздел 1):

$$\bar{n} = n; \sigma_n = \sqrt{\frac{\bar{n}}{t_{\text{изм}}}}$$

в) Определить среднее значение скорости счета в момент времени t , обусловленного только активностью индиевого образца (\bar{N}), т.е. из всех полученных замеров исключить фон и оценить его погрешность (σ_N) по соотношениям:

$$\bar{N} = \bar{n} - \bar{n}_{\phi}; \sigma_N = \sqrt{\sigma_n^2 + \sigma_{\phi}^2}$$

г) Определить среднее значение активности индиевого образца и его погрешность по соотношениям:

$$\bar{A} = \frac{\bar{N}}{\omega}; \sigma_A = \frac{\sigma_N}{\omega}$$

д) Период полураспада второго изотопа составляет около 24 с, это значит, что через 240 с около 99,9% этого радиоактивного изотопа распадется. Поэтому в интервале времени $5 < t < 15$ мин активность обусловлена только первым радиоактивным нуклидом с периодом полураспада около 2,42 мин. Для определения его постоянной распада необходимо в интервале времени $5 < t < 15$ мин определить среднее значение логарифма активности образца ($\overline{\ln A_1}$) и его погрешность (σ_{\ln}^1) по соотношениям:

$$\overline{\ln A_1} = \ln \bar{A}; \sigma_{\ln}^1 = \frac{\sigma_A}{A}$$

е) Построить график зависимости активности образца от времени в полупологарифмическом масштабе ($\overline{\ln A_1} = f(t)$). Для этого на график наносятся экспериментальные значения $\overline{\ln A_1}$ в интервале времени $5 < t < 15$ мин с доверительными интервалами, в рамках которых строятся две прямые линии. Затем проводится линейная экстраполяция на времена лежащие в интервале $0 < t < 2$ мин и графически определяются значения логарифмов активности, обусловленной первым изотопом, в моменты времени $0 < t < 2$ мин по первой ($\overline{\ln A_{11}}$) и второй прямой ($\overline{\ln A_{12}}$) (рис. 2.3).

ж) Определяется среднее значение логарифма активности, обусловленной первым изотопом, в моменты времени $0 < t < 2$ мин и его погрешность по соотношениям:

$$\overline{\ln A_1} = \frac{\overline{\ln A_{11}} + \overline{\ln A_{12}}}{2}; \sigma_{\ln}^1 = \sqrt{\frac{(\overline{\ln A_1} - \overline{\ln A_{11}})^2 + (\overline{\ln A_1} - \overline{\ln A_{12}})^2}{2}}$$

з) Определяется среднее значение активности, обусловленной первым изотопом, в моменты времени $0 < t < 2$ мин и его погрешность (σ_A^1) по соотношениям:

$$\overline{A_1} = \exp(\overline{\ln A_1}); \sigma_A^1 = \overline{A_1} \sigma_{\ln}^1.$$

и) Определяется среднее значение активности, обусловленной вторым изотопом, и его погрешность (σ_A^2) по соотношениям:

$$\overline{A_2} = \overline{A} - \overline{A_1}; \sigma_A^2 = \sqrt{(\sigma_A)^2 + (\sigma_A^1)^2}.$$

к) Определяется среднее значение логарифма активности, обусловленной вторым изотопом, и его погрешность (σ_{\ln}^2) по соотношениям:

$$\overline{\ln A_2} = \ln \overline{A_2}; \sigma_{\ln}^2 = \frac{\sigma_A^2}{\overline{A_2}}.$$

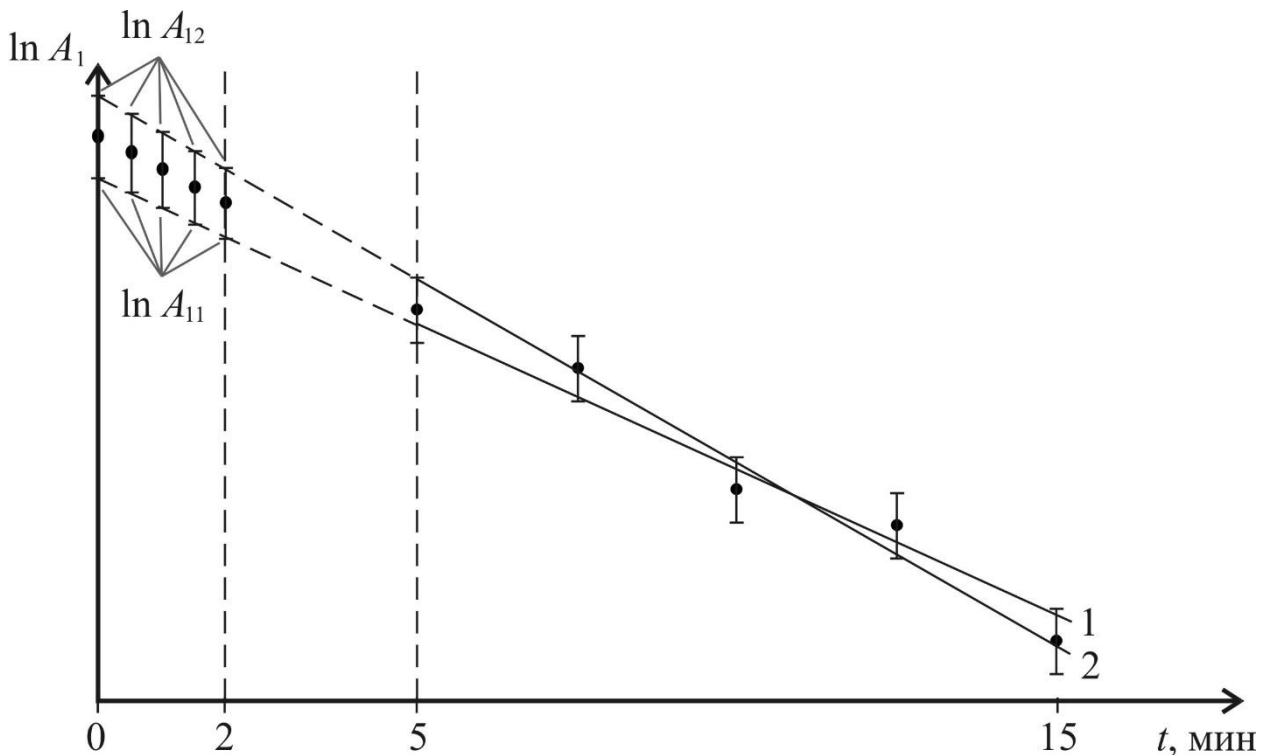


Рис. 2.3. Пример обработки зависимости активности образца от времени в полулогарифмическом масштабе для долгоживущего изотопа

л) Построить график зависимости активности образца от времени в полулогарифмическом масштабе ($\overline{\ln A_2} = f(t)$). Для этого на график наносятся значения $\overline{\ln A_2}$ с доверительными интервалами в рамках которых строятся две прямые линии. Так как постоянная распада определяется по тангенсу угла наклона этих линий, то необходимо строить их в двух крайних по углу наклона положениях (“пологая” – 1 и “крутая” – 2 линии на рис. 2.2).

м) По тангенсу угла наклона прямых линий определить два предельных значения постоянной распада (λ_1, λ_2) для долго- и короткоживущего изотопов по соотношениям:

$$\lambda_1 = \frac{\ln A_{11} - \ln A_{12}}{\Delta t}; \lambda_2 = \frac{\ln A_{21} - \ln A_{22}}{\Delta t},$$

где $\ln A_{11}$, $\ln A_{12}$ – значения логарифмов активности для “пологой” прямой 1 (рис. 2.2) в первой и второй точке соответственно; $\ln A_{21}$, $\ln A_{22}$ – значения логарифмов активности для “крутой” прямой 2 (рис. 2.2) в первой и второй точке соответственно.

н) Определить среднее значение постоянной распада ($\bar{\lambda}$) и ее погрешность (σ_λ) по соотношениям:

$$\bar{\lambda} = \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{2}; \sigma_\lambda = \sqrt{\frac{(\bar{\lambda} - \lambda_1)^2 + (\bar{\lambda} - \lambda_2)^2}{2}}.$$

о) Определить среднее значение периода полураспада (\bar{T}) и его погрешность (σ_T) по соотношениям:

$$\bar{T} = \frac{\ln 2}{\bar{\lambda}} = \frac{0,693}{\bar{\lambda}}; \sigma_T = \frac{0,693 \cdot \sigma_\lambda}{\bar{\lambda}^2}.$$

п) Составить отчет о выполненной работе, который должен включать следующее:

- самостоятельно сформулированную цель работы;
- необходимые теоретические сведения;
- результаты измерений и расчеты необходимых величин со своими погрешностями (таблица № 2.4);
- необходимые зависимости;
- вывод по работе.

3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ БОРА В БОРИРОВАННОМ ПОЛИЭТИЛЕНЕ

3.1. Основные теоретические сведения

Изучение пространственного распределения медленных нейтронов в замедлителе тесно связано с важнейшими вопросами определения критических размеров реакторов, работающих на тепловых нейтронах, поскольку быстрые нейтроны, возникающие при делении, должны быть замедлены до тепловой энергии раньше, чем они покинут рабочий объем реактора. Кроме того, по распределению тепловых нейтронов в замедлителе можно оценить начальную энергию нейтронов источника и сечение поглощения тепловых нейтронов ядрами замедлителя.

Быстрые нейтроны, выходящие из источника, окруженного замедлителем, замедляются до тепловых энергий E_T . Тепловые нейтроны, в среднем не меняя своей энергии, диффундируют вплоть до поглощения. Совместное протекание генерации, замедления, диффузии и исчезновения нейтронов приводит к установлению некоторого распределения плотности тепловых, промежуточных и быстрых нейтронов в замедляющейся среде.

Если источник нейтронов помещен в центр большого объема замедлителя, то ввиду сферической симметрии плотности тепловых нейтронов должна зависеть только от расстояния r до источника. Процесс распространения нейтронов в замедлителе характеризуется тем, что наряду с распространением в пространстве происходит непрерывное изменение их энергии. При этом сечение взаимодействия нейтронов с ядрами изменяется, т.к. оно зависит от энергии $\sigma_s = f(E)$. Изменяется и длина свободного пробега до

расстояния λ_s , поскольку $\lambda_s = \frac{1}{N \cdot \sigma_s(E)}$, где N – число ядер в единице объема

замедлителя. Зависимость λ_s от E сложная, поэтому рассчитать через λ_s суммарное смещение нейтрона в процессе замедления от начальной энергии E_0 до энергии E еще сложнее. Обычно средний квадрат расстояния $\bar{r}^2(E)$, на которое смещается нейтрон, определяют экспериментально. Распределение нейтронов с энергией E ($E < E_0$) по сферическим слоям изображается кривой с максимумом при некотором значении r_m , причем r_m зависит от E_0 и от конечной энергии нейтрона. Чем меньше конечная энергия нейтрона и чем больше E_0 , тем дальше в область больших r сдвинут максимум распределения. При $r > r_m$ число нейтронов с данной энергией E в сферическом слое убывает до нуля. Измерив распределение нейтронов по сферическим слоям детектором, чувствительным к определенной энергии, можно определить $\bar{r}^2(E)$. Эти измерения можно провести резонансным детектором, за экранированным кадмием – такой детектор активируется нейтронами строго определенной энергии.

Кривые распределения плотности тепловых нейтронов по радиусу $n_T(r)$ могут быть использованы для оценки энергии быстрых нейтронов от неизученных еще нейтронных источников. С этой целью для ряда источников (обычно фотонейтронных), испускающих нейтроны известной энергии, снимаются калибровочные кривые типа $F(r, E_0) = n_T(r)/n_T(0)$, где $n_T(0)$ – плотность тепловых нейтронов вблизи источника. По положению кривой $F(r, E)$, полученной с изучаемым источником, по отношению к сетке калибровочных кривых можно оценить неизвестную энергию нейтронов изучаемого источника.

Кривая распределения тепловых нейтронов по сферическим слоям $f(r) = n_T \cdot r^2$ интересна в том отношении, что площадь S под ней пропорциональна полному числу нейтронов Q в замедлителе. Воспользуемся этим для определения эффективного сечения поглощения тепловых нейтронов атомами водорода.

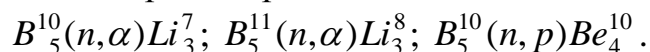
Суть этой методики следующая. Если пренебречь утечкой тепловых нейтронов за пределы замедлителя, то число быстрых нейтронов q , генерируемых источником в единицу времени (скорость генерации), будет равно числу тепловых нейтронов, поглощаемых в секунду в замедлителе; отсюда следует, что $q = Q/\tau$, где τ – среднее время жизни нейтрона в замедлителе. Для связи параметров нейтрона с характеристиками среды используем известные соотношения: $\tau = \lambda_a / \bar{v}$; $\lambda_a = 1/\Sigma_a$; $\Sigma_a = N \cdot \sigma_a$, где λ_a – средняя длина пробега теплового нейтрона до поглощения; \bar{v} – средняя скорость теплового нейтрона; σ_a , Σ_a – микроскопическое и макроскопическое сечения поглощения, соответственно.

В водородсодержащих поглотителях (вода, полиэтилен и др.) можно пренебречь поглощением нейтронов ядрами кислорода и углерода, т.к. их сечения поглощения тепловых нейтронов малы, по сравнению с сечением ядер водорода ($\sigma_a^C = 0,0034$, бн; $\sigma_a^O = 0,0002$, бн). Принимая это во внимание, можно записать следующее условие баланса тепловых нейтронов в водородсодержащем замедлителе:

$$q = Q \cdot \bar{v} \cdot N_H \cdot \sigma_H, \quad (3.1)$$

где N_H и σ_H – концентрация и сечение поглощения ядер водорода.

Неизвестное сечение σ_H определяется по методу сравнения с хорошо известным сечением захвата тепловых нейтронов естественным бором ($\sigma_B = 755$ бн), обусловленным ядерными реакциями:



Практически сравнение осуществляется следующим образом. Снимается распределение тепловых нейтронов в водородсодержащем теплоносителе. Затем используют замедлитель с небольшими (без существенного изменения концентрации N_H атомов водорода) добавками атомов бора N_B , например, борированный полиэтилен или слабый раствор борной кислоты в воде. При внесении бора средний пробег теплового нейтрона до поглощения будет равен:

$$\lambda'_a = \frac{1}{N_H \sigma_H + N_B \sigma_B}.$$

Уравнение (1) для этого случая запишется в виде:

$$q = Q' \bar{v} (N_H \sigma_H + N_B \sigma_B), \quad (3.2)$$

где Q' – полное количество тепловых нейтронов в замедлителе с примесью бора.

Из уравнений (3.1) и (3.2) получаем:

$$\sigma_H = \sigma_B \cdot \frac{N_B}{N_H} \cdot \frac{1}{(Q/Q'-1)}. \quad (3.3)$$

Тогда, используя пропорциональность площади под кривой распределения тепловых нейтронов по сферическим слоям $f(r) = n_T \cdot r^2$ полному числу тепловых нейтронов в замедлителе можно уравнение (3.3) переписать в виде:

$$\sigma_H = \sigma_B \cdot \frac{N_B}{N_H} \cdot \frac{1}{(S/S'-1)} \quad \text{или} \quad N_B = N_H \cdot \frac{\sigma_H}{\sigma_B} \cdot (S/S'-1), \quad (3.4)$$

где S и S' – площади, ограниченные кривыми $f(r) = n_T \cdot r^2$, для чистого замедлителя и замедлителя с примесью бора, соответственно.

3.2. Описание экспериментальной установки

Экспериментальная установка состоит из двух призм одинаковых размеров. Одна из них собрана из блоков чистого полиэтилена, другая из блоков борированного полиэтилена. В центральном экспериментальном канале каждой призмы можно поочередно размещать нейтронный источник.

Плотность нейтронов в разных точках определяется с помощью торцового счетчика нейтронов и пересчетного устройства. Принципиально возможно использование и активационных детекторов. Расстояние от источника меняется с помощью дистанционирующих вставок.

3.3. Порядок выполнения измерений

Изучить инструкции по технике безопасности при работе в лаборатории и, выполняя содержащиеся в них требования, приступить к измерениям с разрешения преподавателя.

1. Измерить 3–4 раза фон счетной установки.
2. Установить источник нейтронов в центре полиэтиленовой призмы.
3. Снять зависимость концентрации тепловых нейтронов от расстояния до источника быстрых нейтронов: $n_T = f(r)$. Для этого необходимо в каждой точке взять 2 отсчета: первый без кадмиевого фильтра, второй с кадмиевым фильтром на детекторе. Разность этих измерений ($n - n_{cd} = n_T$) дает концентрацию тепловых нейтронов. Измерения закончить на расстоянии r , когда счет нейтронов сравним с фоном.

4. Повторить измерения по п.п. 1 – 3 на призме с борированным полиэтиленом, стремясь к максимально возможной идентификации измерений.

5. Удалить источник нейтронов из призмы и повторить измерения фона счетной установки.

6. Результаты измерений, полученные для чистого и борированного полиэтилена свести в таблицу № 1.

Таблица № 1 – Результаты измерений

$r, \text{ см}$	$n, \text{ с}^{-1}$	$n_{Cd}, \text{ с}^{-1}$	$n_T, \text{ см}^{-1}$	$n_T r^2, \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^2$	$n_{Cd} r^2, \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^2$
0					
2					
и т.д.					

3.4. Обработка результатов измерений

1. Рассчитать средний фон счетной установки и его погрешность.
2. Рассчитать для измеренных расстояний n_T .
3. Рассчитать величину $f(r) = n_T \cdot r^2$.
4. Рассчитать величину $f(r) = n_{Cd} \cdot r^2$.
5. Построить распределение тепловых и резонансных нейтронов в сферических слоях в зависимости от r .
6. Используя ЭВМ, численно (при невозможности графически) проинтегрировать зависимость $n_T \cdot r^2$ для призмы из чистого и борированного полиэтилена (S и S').
7. По формуле (4) рассчитать концентрацию бора в борированном полиэтилене.
8. Рассчитать среднеквадратичную погрешность определения концентрации бора.
9. Составить отчет о выполненной работе.

Примечание: плотность полиэтилена $\rho = 0,97 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$; сечение радиационного захвата нейтронов ядрами природного бора $\sigma_B = 759 \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$; сечение радиационного захвата нейтронов ядрами водорода $\sigma_H = 0,332 \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$.

4.1. ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ДИФФУЗИОННОГО ОТРАЖЕНИЯ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ ОТ ПАРАФИНА

4.1. Основные теоретические сведения

Работа ядерного реактора характеризуется неравномерностью распределения нейтронных потоков по объему активной зоны. Это обстоятельство приводит к неэффективному использованию ядерного топлива в реакторе. В центре активной зоны, где потоки нейтронов выше, топливо выгорает сильнее, чем на периферии, где нейтронные потоки ниже. Таким образом, на периферии активной зоны топливные элементы работают с технологической недогрузкой. Поэтому одной из важных задач эксплуатации ядерного реактора является выравнивание потоков нейтронов по всему объему активной зоны. Для этого используют различные способы. Одним из таких является применение отражателя.

Отражатель вводится путем добавления к внешней поверхности активной зоны слоя отражающего материала. В качестве последнего используют материалы, обладающие хорошими замедляющими свойствами. Таким образом, испытавшие из активной зоны утечку нейтроны попадают в отражатель, где они с большей вероятностью, чем в активной зоне, будут замедляться, и диффундировать в материале отражателя. Процесс отражения каждого отдельного теплового нейтрона состоит в следующем: проникая в вещество этот нейтрон, начинает испытывать столкновения, участвуя в тепловом движении внутри вещества, если не будет поглощен в веществе. В результате такого диффузионного движения нейтроны имеют ненулевую вероятность вернуться обратно в активную зону, тем самым, увеличивая значения потоков тепловых нейтронов вблизи отражателя и уменьшая неравномерность распределения нейтронных потоков.

При этом отраженный нейтрон может вылететь в любом направлении независимо от того, в каком направлении он подлетел к поверхности материала. Поэтому такое отражение называется диффузионным (равновероятным).

Количественная характеристика этого процесса называется коэффициентом диффузионного отражения (альбедо) тепловых нейтронов от какого-либо вещества – β . По определению это число, показывающее какая доля нейтронов, упавших на поверхность бесконечно толстого блока этого вещества, отражается от него обратно. Альбедо является важной характеристикой материала отражателя нейтронов. Если N_0 – число тепловых нейтронов, упавших на поверхность блока, и β – коэффициент диффузионного отражения, то число отраженных нейтронов равно βN_0 (рис 4.1).

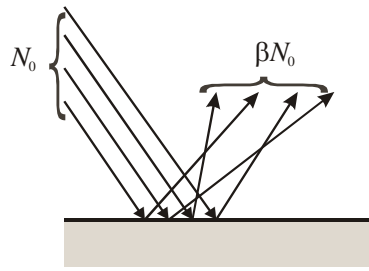


Рис. 4.1 Схема траекторий отражения нейтронов

Коэффициент β представляет собой среднюю вероятность для отдельного нейтрона, упавшего на поверхность вещества, выйти из него обратно. Его величина зависит не только от свойств вещества, из которого сделан блок, но также от скорости падающих нейтронов и, в значительной степени, от угла, под которым они падают на поверхность вещества. Даже в случае изотропного рассеяния вероятность отражения от скользящего падения больше, чем для нормального, так как первое соударение нейтрон совершит в среднем ближе к поверхности, на меньшей глубине.

Рассмотрим один из простейших приемов экспериментального определения альbedo. Пусть в плоскости раздела между двумя блоками замедлителя помещается активационный детектор тепловых нейтронов. При однократном пронизывании детектора потоком тепловых нейтронов из первого блока наводится активность A . Если ξ – доля нейтронов, поглощенных детектором, то первый отраженный поток слабее исходного потока в $(1-\xi)\beta$ раз, так как в результате прохождения через детектор он ослабевает в $(1-\xi)$ раз, а при отражении от второго блока – еще в β раз. Значит, после первого отражения к активности A добавится активность $A(1-\xi)\beta$, в результате второго – активность $A(1-\xi)^2\beta^2$ и т.д. Общая активность, наведенная в детекторе нейтронами из одного блока с учетом многократного отражения, равна сумме:

$$A + A(1-\xi)\beta + A(1-\xi)^2\beta^2 + \dots, \quad (4.1)$$

предел которой составляет $\frac{A}{1-(1-\xi)\beta}$.

Так как оба блока наполнены хаотически движущимися тепловыми нейтронами, которые в своем движении могут переходить из одного блока в другой, то активность, наведенная в детекторе тепловыми нейтронами из обоих блоков с учетом многократного отражения, будет равна:

$$A_0 = \frac{2A}{1-(1-\xi)\beta}. \quad (4.2)$$

В случае однократного попадания нейтрона в детектор имела бы место формула $A_0=2A$. Таким образом, коэффициент

$$k = \frac{1}{1-(1-\xi)\beta} \quad (4.3)$$

имеет простой физический смысл: это среднее число прохождений нейтрона через детектор в условиях опыта, когда имеет место многократное отражение. С помощью формулы (4.2) можно вычислить коэффициент отражения β , если найти экспериментально A_0 и A .

4.2. Описание экспериментальной установки

В данной работе в качестве материала–отражателя используется парафин $(C_2H_2)_n$. Экспериментальная установка состоит из двух больших парафиновых блоков. На расстоянии 5 см от границы раздела, в одном из блоков, помещен плутоний–бериллиевый источник нейтронов. На границе раздела имеется гнездо для детектора нейтронов – индиевой пластинки. Активация индия происходит в результате (n,γ) –реакции. Активность детектора промеряется бета–счетчиком на стандартной установке, так как продукты активации индия являются бета–радиоактивными.

На практике, нет надобности, определять абсолютную активность A детектора. Достаточным является определение величины, пропорциональной A , например, скорости счета регистрируемых бета-частиц – N . Следовательно, для экспериментального нахождения активностей A и A_0 необходимо определить скорости счета бета-частиц N и N_0 , соответственно, для нахождения которых надо проделать четыре опыта по схемам, приведенным на рис. 4.2.

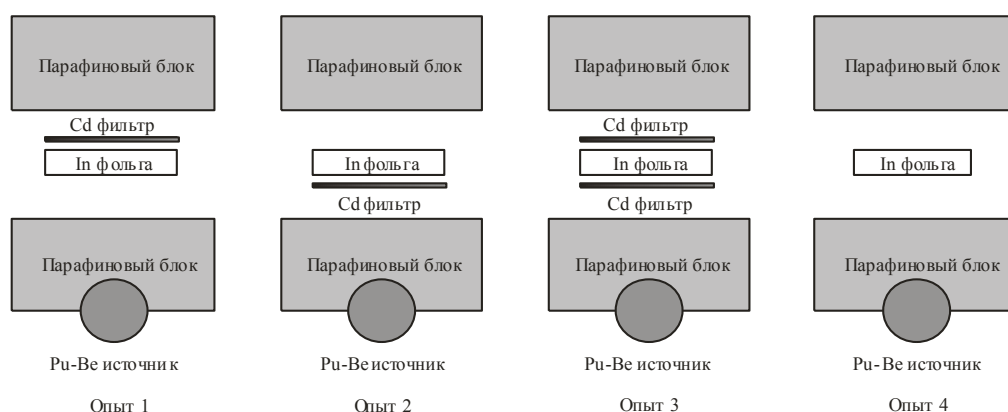


Рис. 4.2 Схемы опытов по определению альбедо

Сравнения активностей детектора в опытах 1–4 необходимо проводить при соблюдении одинаковых условий (время активации, время переноса детектора к счетной установке, время измерения активности).

В опыте 1 индиевый детектор сверху закрыт кадмиевым фильтром, который эффективно поглощает тепловые нейтроны. Следовательно, детектор активируется тепловыми нейтронами из нижнего блока и резонансными нейтронами из обоих блоков. Тепловые нейтроны из верхнего блока не достигают детектора из-за поглощения кадмиевым, а тепловые нейтроны из нижнего блока могут пройти через детектор один раз (однократное прохождение). Те из них, которые попадут в ядра индия, активируют детектор, а те, которые пройдут через детектор без ядерной реакции, не смогут отразиться от верхнего блока, так как будут поглощаться кадмиевым экраном.

Аналогичная картина имеет место в опыте 2 с той лишь разницей, что индиевый детектор облучается тепловыми нейтронами из верхнего блока и резонансными из обоих блоков.

В опыте 3 детектор с обеих сторон закрыт кадмиевыми фильтрами. Поэтому он не может облучаться тепловыми нейтронами, как из верхнего, так и из нижнего блоков. Он активируется только резонансными нейтронами из обоих блоков.

В опыте 4 индиевый детектор помещен в нейтронное поле без всяких фильтров. Поэтому он подвергается облучению как тепловыми, так и резонансными нейтронами из обоих блоков. Причем существенный вклад в его активацию вносят тепловые нейтроны, многократно отраженные в парафиновых блоках.

Пусть эксперименты по определению скорости счета бета-частиц, излучаемых индиевыми детекторами в каждом из четырех опытов, дали следующие результаты: опыт 1 – N_1 ; опыт 2 – N_2 ; опыт 3 – N_3 ; опыт 4 – N_4 . Тогда, чтобы определить меру активности, наведенную в детекторе тепловыми нейтронами при их однократном прохождении через детектор в опыте 1, надо найти разность $N_1 - N_3$. Аналогично определяется мера активности, наведенная в детекторе тепловыми нейтронами при их однократном прохождении через детектор в опыте 2: $N_2 - N_3$. Разность несколько меньше, чем разность $N_1 - N_3$, так как верхний блок дальше от источника и беднее тепловыми нейтронами. Рекомендуется взять среднее значение:

$$N = \frac{(N_1 - N_3) + (N_2 - N_3)}{2} \quad (4.4)$$

и принять его за меру активности A , наведенной в индии тепловыми нейтронами при однократном прохождении через детектор.

В опыте 4 детектор открыт тепловым нейтронам с обеих сторон. Поэтому, чтобы определить меру активности A_0 , наведенную тепловыми нейтронами при их многократном прохождении через детектор, необходимо найти разность:

$$N_0 = N_4 - N_3. \quad (4.5)$$

Однако оказывается, что эта разность превышает величину N отнюдь не в 2 раза, а значительно больше. Это обстоятельство обусловлено тем, что в опыте 4, по сравнению, например, с опытом 1, не только добавляется поток тепловых нейтронов из верхнего блока (это только удвоило бы активность детектора), но, кроме того, каждый из этих потоков получает еще возможность многократно отражаться от парафиновых блоков, переходя из одного блока в другой и обратно, пронизывая детектор много раз.

4.3. Порядок выполнения измерений

а) Изучить инструкции по технике безопасности при работе в лаборатории и, выполняя содержащиеся в них требования, приступить к измерениям с разрешения преподавателя.

б) Привести счетную установку в рабочее состояние. Убедиться в работоспособности установки в режиме "Проверка".

в) Измерить 3–4 раза фон счетной установки.

- г) Для вычисления ξ необходимо измерить толщину индиевого детектора.
- д) При облучении детекторов по схемам 1–4 и измерении скорости счета соблюдать одинаковую геометрию, как во время активации, так и во время промера на счетном приборе.
- е) Провести рабочие измерения активности для всех фольг по 3–4 раза для каждого опыта.
- ж) По окончании измерений с фольгами повторить измерения фона счетной установки.

4.4. Обработка результатов измерений

- а) Рассчитать средний за время измерений фон счетной установки и погрешность его измерений.
- б) Из результатов, полученных в опытах 1–4 исключить фон.
- в) По данным опытов 1–3 и согласно выражению (4) рассчитать величину N , пропорциональную активности, наведенной тепловыми нейтронами при однократном прохождении через детектор.
- г) По данным опытов 3–4 и согласно выражению (5) рассчитать N_0 .
- д) Рассчитать погрешность определения N и N_0 .
- е) Вычислить величину ξ – долю нейтронов, поглощаемых детектором. Она определяется суммарным поперечным сечением для тепловых нейтронов на 1 см^2 детектора:

$$\xi = 1 - \exp(-\Sigma_a d),$$

где d – толщина детектора, см; Σ_a – макроскопическое сечение активации тепловыми нейтронами ядер материала детектора и оно определяется следующим соотношением:

$$\Sigma_a = \frac{N_a \cdot \sigma_a \cdot \rho}{A},$$

где N_a – число Авогадро, $N_a = 6,023 \cdot 10^{23}$ моль⁻¹; σ_a – сечение активации тепловыми нейтронами ядра материала детектора, среднее сечение активации для ядра индия σ_a составляет примерно 160 барн; ρ – плотность материала детектора, плотность индия 7,28 г/см³; A – молярная масса, для индия $A = 115$ г/моль. При определении необходимо учесть, что в данных опытах детектор облучается не плоскопараллельным потоком тепловых нейтронов, а диффузионным. В этом случае эффективная толщина детектора для поглощения отдельного падающего нейтрона оказывается в два раза больше геометрической.

ж) По формуле (4.2) вычислить коэффициент отражения тепловых нейтронов для парафина β и погрешность его определения. Относительная погрешность согласно правилу вычисления ошибок косвенных измерений равна

$$\delta\beta = \frac{\sigma_\beta}{\beta} = \sqrt{\frac{\sigma_{N4}^2 + \sigma_{N3}^2 + \sigma_{N1}^2 + \sigma_{N2}^2}{(N_4 + N_3 - N_1 - N_2)^2} + \frac{\sigma_{N4}^2 + \sigma_{N3}^2}{(N_4 - N_3)^2}},$$

где $\sigma_\beta, \sigma_{N1}, \sigma_{N2}, \sigma_{N3}, \sigma_{N4}$ – абсолютные погрешности определения коэффициента диффузного отражения тепловых нейтронов от парафина и скорости счета бета-частиц в 1, 2, 3, 4 опытах, соответственно; N_1, N_2, N_3, N_4 – средние значения скорости счета бета-частиц в 1, 2, 3, 4 опытах, соответственно.

з) По выражению (4.3) вычислить среднее число проходов k теплового нейтрона через детектор.

и) Составить отчет о выполненной работе.