

Федеральное агентство по образованию
Московский инженерно-физический институт
(государственный университет)

Лабораторный практикум

«ФИЗИКА ПЕРЕНОСА
И ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ»

*Рекомендовано УМО «Ядерные физика и технологии»
в качестве учебного пособия
для студентов высших учебных заведений*

Москва 2008

УДК 539.1 (076.5)
ББК 22383я7
Х Л12

Лабораторный практикум «Физика переноса и взаимодействия излучения с веществом»: Учебное пособие / Г.Л. Деденко, В.В. Кадилин, С.В. Колесников, В.Ю. Милосердин, А.Ю. Мищенко, Д.В. Новиков, Е.В. Рябева, В.Т. Самосадный, В.П. Филиппов / Под ред. В.Т.Самосадного. – М.: МИФИ, 2008. – 88 с.

Пособие включает 8 лабораторных работ по курсам «Прикладная ядерная физика», «Физика ядерных излучений» и «Физика переноса и взаимодействия нейтронов с веществом». В результате выполнения практикума студенты получают практические навыки работы на экспериментальных установках и обработки результатов измерений на персональных компьютерах.

Практикум предназначен для студентов III и IV курсов специальности «Физика кинетических явлений», а также для аспирантов и других специалистов, проходящих повышение квалификации и переподготовку по данной специальности.

Пособие подготовлено в рамках Инновационной образовательной программы.

Рецензент доц. *В. М. Грачев*

ISBN 978-5-7262-0951-7

© *Московский инженерно-физический институт
(государственный университет) 2008*

СОДЕРЖАНИЕ

Требования к предоставлению результатов лабораторной работы	4
Лабораторная работа 1. Прохождение β -излучения через вещество. Идентификация радионуклидов	5
Лабораторная работа 2. Обратное рассеяние β -излучения	14
Лабораторная работа 3. Расчет и экспериментальное определение пространственно-энергетического распределения потоков гамма-излучения при его прохождении через вещество	22
Лабораторная работа 4. Изучение процессов обратного рассеяния смешанного гамма- и нейтронного излучений	30
Лабораторная работа 5. Исследование искусственной радиоактивности ядер, вызванной их взаимодействием с нейтронами	41
Лабораторная работа 6. Замедление и диффузия нейтронов в воде	51
Лабораторная работа 7. Расчет и экспериментальное определение пространственно-энергетического распределения потоков гамма-излучения при его обратном рассеянии	62
Лабораторная работа 8. Спектральный состав излучения источников нейтронов	70
Список литературы	86

ТРЕБОВАНИЯ К ПРЕДСТАВЛЕНИЮ РЕЗУЛЬТАТОВ ЛАБОРАТОРНОЙ РАБОТЫ

При выполнении лабораторной работы каждый студент заполняет рабочий журнал по следующей форме:

- 1) дата;
- 2) название работы;
- 3) цель работы;
- 4) теоретическая часть;
- 5) основные расчетные формулы и формулы для оценки погрешностей;
- 6) используемые методы, оборудование, материалы;
- 7) экспериментальные результаты, полученные в ходе выполнения работы в виде таблиц, графиков, рисунков;
- 8) анализ результатов и выводы (заключение).

После проведения выполненной работы студент представляет рабочий журнал для проверки преподавателю.

Лабораторная работа 1

ПРОХОЖДЕНИЕ β -ИЗЛУЧЕНИЯ ЧЕРЕЗ ВЕЩЕСТВО. ИДЕНТИФИКАЦИЯ РАДИОНУКЛИДОВ

Цель работы: выявление закономерностей ослабления потока β -частиц, проходящих через вещество. Определение граничных энергий β -частиц, испускаемых радионуклидами с двумя различными энергиями β -распада и идентификация этих радионуклидов.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Основные характеристики β -распада

β -Распад – это процесс превращения нестабильного ядра в ядро-изобар с зарядом, отличным на $\Delta Z = \pm 1$, в результате испускания электрона, позитрона или захвата атомного электрона. Период полураспада β -радиоактивных ядер изменяется от 10^{-2} с до $2 \cdot 10^{15}$ лет.

Известны три вида β -распада, происходящие при следующих условиях:

$$\beta^- \text{-распад: } M(A, Z + 1) + m_e,$$

$$\beta^+ \text{-распад: } M(A, Z) > M(A, Z - 1) + m_e,$$

$$e\text{-захват: } M(A, Z) > M(A, Z - 1) - m_e,$$

где $M(A, Z)$ – масса ядра с атомным номером Z и массовым числом A ; m_e – масса электрона. Электроны и позитроны, испускаемые ядрами при β -распаде, имеют непрерывное распределение по энергиям от нуля до максимального значения $E_{\beta\max}$ называемого граничной энергией β -распада. Это связано с тем, что при β -распаде наряду с испусканием электрона (позитрона) и образованием дочернего (т.е. получившегося в результате бета-распада) ядра испускается антинейтрино (нейтрино), которое уносит часть энергии. Средняя энергия β -частиц, испускаемых тяжелыми ядрами, составляет примерно одну третью часть граничной энергии распада.

Спектр электронов в нерелятивистском случае описывается выражением:

$$N(E)dE = \text{const} (E_{\beta\text{max}} - E)^2 \sqrt{E} dE,$$

где $N(E)$ – плотность вероятности того, что электроны имеют значение энергии в интервале от E до $E+dE$ (рис. 1.1).

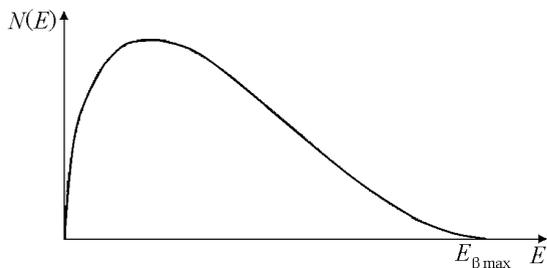


Рис. 1.1. Спектр β -частиц ($E_{\beta\text{max}}$ – граничная энергия β -распада)

Определение граничной энергии β -распада

Существует несколько методов экспериментального определения граничной энергии β -распада, например, метод поглощения и метод обратного рассеяния.

Электроны, проходящие через вещество, испытывают упругие и неупругие взаимодействия с ядрами и электронами окружающей среды. В результате частицы теряют свою энергию и отклоняются от первоначального направления движения. При энергии электронов менее 2 МэВ потери энергии связаны с ионизацией и возбуждением атомов среды (при больших энергиях электронов заметными становятся потери на тормозное излучение). При малых энергиях величина удельных потерь на ионизацию дается выражением:

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{ион}} = \frac{4\pi e^4}{m_e v^2} Z n \left[\ln \frac{m_e v^2}{2\sqrt{2}I} + \frac{1}{2} \right], \quad (1.1)$$

где v – скорость электронов, n – число атомов в 1 см^3 вещества, I – энергия ионизации атомов.

Длина пробега электрона в веществе $\int_0^{E_0} \left(\frac{dE}{dx} \right)^{-1} dE$ согласно выражению (1.1) зависит от начальной энергии электрона. Следовательно, зная длину пробега моноэнергетического электрона в веществе, можно определить его начальную энергию.

Для электронов с непрерывным спектром кривая поглощения (рис.1.2) достаточно хорошо описывается экспоненциальным законом:

$$N = N_0 \exp(-\mu x), \quad (1.2)$$

где μ – коэффициент ослабления пучка электронов в поглотителе; x – толщина поглотителя; N_s – число частиц, зарегистрированных в эксперименте; N_ϕ – число фоновых событий.

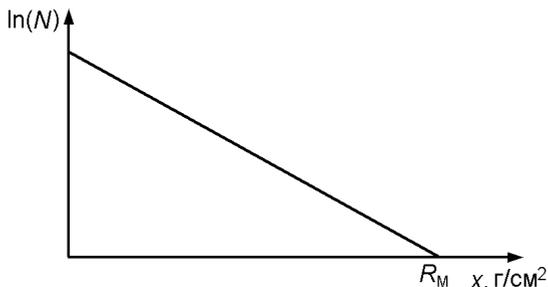


Рис. 1.2. Зависимость логарифма числа прошедших поглотитель частиц N от толщины поглотителя x

Максимальный пробег R_M , определяемый пересечением конца кривой поглощения с линией фона, соответствует длине пробега электронов с максимальной энергией. Следовательно, определив R_M , можно найти граничную энергию для данного спектра β -распада.

Величина пробега (выраженная в массовых единицах) мало зависит от природы поглощающего материала, увеличиваясь от алюминия к свинцу на 20%. Обычно максимальный пробег β -частиц выражают толщиной слоя полного поглощения в алюминии R_{Al} . Для точного определения максимального пробега (β -частиц в любом веществе необходимо пользоваться соотношением

$$R_x = R_{Al} \frac{(Z/A)_x}{(Z/A_{Al})}$$

Установлены эмпирические зависимости между максимальными пробегами и граничной энергией β -распада, которые приведены в табл. 1.1.

Таблица 1.1

Зависимости между $E_{\beta\max}$ и R_M при разных энергиях

Интервал возможных значений граничной энергии β -распада, МэВ	Длина пробега R_M , г/см ²	Граничная энергия $E_{\beta\max}$, МэВ	Длина пробега в зависимости от $E_{\beta\max}$, г/см ²
0,05 – 0,15	< 0,03	$R_M^{3/5} (1/0,667)^{3/5}$	$0,677 \cdot E_{\beta\max}^{5/3}$
0,15 – 0,8	0,03 – 0,8	$1,92 \cdot R_M^{0,795}$	$0,407 \cdot E_{\beta\max}^{1,38}$
0,8 – 3	>0,8	$1,85 \cdot R_M + 0,245$	$0,542 \cdot E_{\beta\max} + 0,133$

Метод измерения величины R_M по поглощению β -частиц в веществе используется для β -излучателей, содержащих один сорт радиоактивных ядер или в случае небольшого фона сопутствующего ионизирующего излучения, так как в противном случае трудно определить толщину поглотителя, при котором прекращается регистрация β -частиц. Обычно для определения R_M используются поглотители из алюминия. В случае, если источник β -частиц содержит смесь из двух излучающих радионуклидов с отличающимися граничными энергиями, то характер излучения легко выявляется, когда кривая зависимости числа прошедших частиц от толщины поглотителя построена в полулогарифмических координатах:

$$\ln N = f(x), \quad (1.3)$$

где N – число прошедших частиц; x – толщина поглотителя. В этом случае кривая имеет перегиб, показывающий, что исследуемый источник β -частиц содержит «мягкий» и «жесткий» компоненты.

Для выявления «мягкого» компонента в спектре β -частиц необходимо на начальной части кривой поглощения получить не менее 8–10 экспериментальных отсчетов. Примерный вид зависимости логарифма числа отсчетов от толщины поглотителя в случае смеси из двух β -активных радионуклидов проиллюстрирован рис. 1.3.

Анализ кривой поглощения начинают с определения толщины слоя полного поглощения «жесткого» компонента. Для этого кри-

вую экстраполируют линейно на ось абсцисс и устанавливают значение толщины слоя алюминия, поглощающего все излучение (d_{Al}). К полученной величине прибавляют толщину слюдяного окна счетчика ($d_{сч}$), которая обычно составляет $d_{сч} = 1,0 \cdot 1,3 \text{ мг/см}^2$, и толщину слоя воздуха ($d_{в}$), выраженную в эквиваленте (г/см^2), $d_{в} = 1,293 \cdot h$, мг/см^2 , где h – расстояние от источника до детектора (в см). Находя $R_M = d_{Al} + d_{в} + d_{сч}$, по формулам, приведенным в табл. 1.1, вычисляют граничную энергию β -распада, соответствующего «жесткому» компоненту β -излучения.

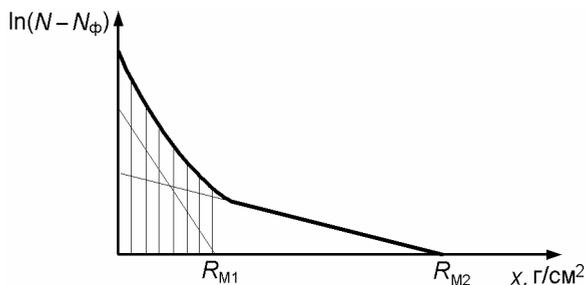


Рис. 1.3. Зависимость логарифма числа прошедших поглотитель частиц N от его толщины x для случая, когда источник представляет собой смесь радионуклидов (R_{M1} – максимальная длина пробега «мягкого» компонента; R_{M2} – максимальная длина пробега «жесткого» компонента)

Максимальный пробег R_M для максимальной энергии электронов в данной работе определяется по точке пересечения графика зависимости с осью абсцисс.

$$\ln(N) = \ln(N_0) - \mu x. \quad (1.4)$$

Если в спектре присутствуют частицы, отвечающие различным средним энергиям β -распада, то пробеги их определяют следующим образом. В области толщин, где компонент с меньшей энергией уже поглотился, вычисляют пробег по формуле (1.4), построив всю зависимость в полулогарифмическом масштабе. Далее прямую $\ln(N) = \ln(N_{02}) - \mu_2 x_2$ экстраполируют до пересечения с осью ординат, находят N_{02} и полученную величину вычитают из N_0 . Аналогичную операцию повторяют со всеми значениями $N_2(t)$. После этого строят зависимость $N_1(t) = N_0(t) - N_2(t)$ и определяют пробег x_1 по формуле (1.4).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Описание экспериментальной установки

Экспериментальная установка (рис.1.4) содержит свинцовый домик, внутри которого помещаются источник β -частиц и счетчик Гейгера–Мюллера с окном, в дальнейшем называемый торцовым счетчиком. На торцовый счетчик подается высоковольтное напряжение от источника тока. Импульсы с торцового счетчика подаются на пересчетный прибор. Используемые в эксперименте образцы представляют собой алюминиевые фольги разных толщин от 1 до 300 мг/см². Они устанавливаются между источником и торцовым счетчиком.

Следует отметить, что источник β -излучения подбирается так, что β -распад радионуклида не сопровождается испусканием γ -излучения, поэтому наблюдаемая экспериментальная картина не содержит искажения, связанного с появлением вторичных электронов.

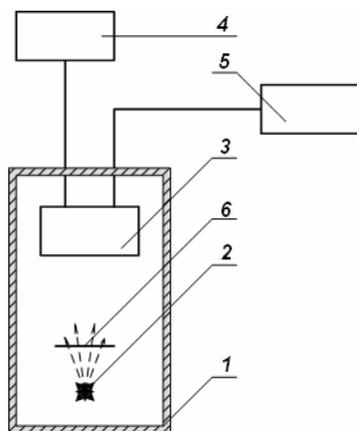


Рис. 1.4. Схема экспериментальной установки для изучения закономерностей ослабления потока β -частиц, проходящих через вещество:

1 – свинцовый домик, 2 – источник излучения, 3 – торцовый счетчик, 4 – источник питания, 5 – пересчетный прибор, 6 – исследуемый образец

Подготовка установки к работе

1. Включить установку, после 15-минутного прогрева определить плато на зависимости скорости счета импульсов от напряжения, называемой счетной кривой, и установить значение высоковольтного напряжения, соответствующего середине плато на счетной кривой.

2. Измерить фон в течение 3 – 5 минут.
3. Установить источник β -частиц в свинцовый домик
4. Установить над источником подставку для поглотителей.
5. Измерить скорость счета для нескольких положений источника. Подобрать положение источника таким образом, чтобы за время измерений не более 3 мин статистическая ошибка измерений не превышала 1%.
6. Измерить число зарегистрированных частиц в отсутствие поглотителя за выбранное время.

Задания

1. Исследование зависимости вероятности поглощения потока β -частиц от толщины поглотителя

1. Установить поглотитель самой малой толщины, измерить число прошедших частиц за выбранное время.
2. Далее проводить измерения зависимости числа прошедших частиц от толщины поглотителя, меняя толщину поглотителя до 30 мг/см² через 2 – 5 мг/см², а далее через 30 – 40 мг/см² до тех пор, пока число зарегистрированных частиц не достигнет числа фоновых частиц за то же время измерения. Результаты измерений занести в табл. 1.2.

Таблица 1.2

Таблица экспериментальных результатов

Время измерения, с		
Фон		
Толщина слоя поглотителя, мг/см ² (мм)	Показания счетчика N_3	ln(-)
0		
1,6 (0,005)		
2,7 (0,01)		
5,4 (0,02)		
...		

Примечание: после 40 мг/см², толщину поглотителя можно изменять, увеличивая примерно в 1,54–2 раза до достижения фона (на 20–40 мг/см²).

II. Исследование зависимости ослабления потоков β -частиц от энергии

1. Выполнить п. 1 задания I для двух дополнительных источников.

III. Идентификация радионуклидов

1. Определить длины максимальных пробегов R_M методом экстраполирования линий поглощения, построенных в полулогарифмических координатах. Данные занести в таблицу 1.3.

2. Оценить граничные энергии β -распада, используя полученные значения длин максимальных пробегов и формулы, описанные в теоретической части.

Таблица 1.3

Расчетные данные значений логарифмов ординат точек, соответствующих «мягкому» компоненту

Толщина слоя поглотителя, мг/см ²	Значение логарифма ординаты экстраполированного участка «жесткого компонента» $\ln(N)$	Значение числа импульсов, соответствующее точке измерения N_s	$N - N_s = M$ $\ln(M)$
0			
1,6 (0,005)			
2,7 (0,01)			
5,4 (0,02)			
...			

3. По граничным энергиям β -распада и справочным данным установить, какие радионуклидные источники были использованы в эксперименте.

4. Построить графики зависимости значений логарифма отношений числа зарегистрированных импульсов, при определенных толщинах поглотителей, к числу импульсов, зарегистрированных при отсутствии поглотителя, от толщины поглотителя для «мягкого» и «жесткого» компонента.

5. Проанализировать полученные в п.4 графики, оценить значения коэффициентов поглощения β -частиц для разных значений энергии, исходя из формулы $\ln\left(\frac{I}{I_0}\right) = -\mu x$ и дать письменное заключение о полученных результатах.

Вопросы для самоконтроля

1. Какие существуют источники β -излучения?
2. Почему β -излучение радионуклидных источников имеет непрерывный энергетический спектр?
3. Чем отличается максимальный пробег электронов от длины истинного пути в веществе?
4. Какие существуют зависимости между максимальными пробегами и граничной энергией β -частиц?
5. Как можно определить граничную энергию «мягкого» компонента при наличии в веществе β -частиц средних и высоких энергий?

Лабораторная работа 2

ОБРАТНОЕ РАССЕЯНИЕ β -ИЗЛУЧЕНИЯ

Цель работы: выявить закономерности отражения β -частиц, испускаемых радионуклидами.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Основные закономерности процесса обратного рассеяния β -частиц

При прохождении через вещество β -частицы претерпевают упругое и неупругое рассеяние, вследствие чего изменяют направление своего движения и теряют свою энергию на ионизацию и возбуждение атомов, а при больших энергиях – и на тормозное излучение.

Сечение упругого рассеяния при больших углах рассеяния описывается формулой Резерфорда, из которой следует, что сечение рассеяния $\sigma \sim \frac{Z_{\text{эфф}}^2}{v^4}$, где $Z_{\text{эфф}}$ – эффективный заряд рассеивателя;

v – скорость падающего электрона.

Упругое рассеяние может носить следующий характер:

- однократное рассеяние ($x \ll 1/\sigma \cdot N$);
- кратное рассеяние ($x \sim 1/\sigma \cdot N$);
- многократное рассеяние ($x \geq 1/\sigma \cdot N$);
- рассеяние в толстых слоях – диффузное ($x \gg 1/\sigma \cdot N$),

где σ – сечение рассеяния; N – концентрация атомов; x — толщина образца.

Рассеяние заряженных частиц малой энергии происходит на кулоновском потенциале ядер вещества рассеивателя. Из-за рассеяния изменяются параметры пучка, поскольку происходит изменение направления движения β -частиц, расширение поперечного сечения пучка, потеря части частиц в пучке, выход β -частиц из

слоя вещества, который прямой пучок частиц уже прошел, со стороны поверхности, на которую падает пучок. В последнем случае частицы являются рассеянными в обратном направлении при однократном, кратном или многократном рассеянии (обратное рассеяние или обратная диффузия). Число обратно рассеянных электронов достигает насыщения при определенной толщине образца, называемой толщиной обратного рассеяния, или толщиной обратной диффузии. Таким образом, при взаимодействии пучка быстрых β -частиц с поверхностью толстого образца (мишени) часть β -частиц, испытывая многократное упругое и неупругое рассеяния, останавливается и остается в образце, а часть рассеивается в обратном направлении.

Обратное рассеяние характеризуется дифференциальным и интегральным коэффициентами обратного рассеяния.

Дифференциальный коэффициент обратного рассеяния $r(x, \theta, E, Z_{\text{эфф}})$ определяется как отношение плотности отраженного потока частиц в элементе телесного угла $d\theta$ к плотности потока частиц, падающих на мишень.

Интегральный коэффициент обратного рассеяния $q(x, E, Z_{\text{эфф}})$ равен отношению величины полной (проинтегрированной по углам) плотности потока отраженных частиц к величине полной плотности потока падающих на образец частиц:

$$q(x, E, Z_{\text{эфф}}) = \int_{2\pi} r(x, \theta, E, Z_{\text{эфф}}) d\Omega .$$

Величина $q(x, E, Z_{\text{эфф}})$ для падающего параллельного пучка существенно отличается от $q(x, E, Z_{\text{эфф}})$ для немонаоправленного излучения, имеющего место при использовании радионуклидных источников. Величина $q(x, E, Z_{\text{эфф}})$ с увеличением толщины поглотителя x возрастает и достигает насыщения. Зависимость вероятности обратного рассеяния от толщины образца показана на рис. 2.1.

Из рис. 2.1 видно, что с увеличением $Z_{\text{эфф}}$ толщина обратной диффузии достигается при меньших глубинах проникновения β -частиц. (Это связано с квадратичной зависимостью сечения упругого кулоновского рассеяния от $Z_{\text{эфф}}$ и зависимостью угла рассеяния θ от $Z_{\text{эфф}}$ ($\theta \sim Z_{\text{эфф}}$).

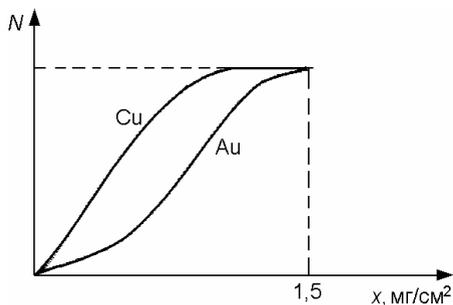


Рис. 2.1 Зависимость вероятности обратного рассеяния электронов N от толщины x вещества

Зависимость q от x для источника со сплошным спектром имеет свои особенности. При облучении образца мишени частицами, испускаемыми радионуклидным источником, в их потоке содержатся частицы всех энергий, и они падают на мишень под разными углами (а не только по нормали).

При косом падении вероятность выхода частиц в обратном направлении выше, чем при «нормальном» для той же самой энергии, отсюда вытекают два следствия:

а) для сплошного спектра с граничной энергией E_{\max} насыщение обратного рассеяния наступает при меньших толщинах, чем для параллельного пучка с энергией $E = E_{\max}$;

б) с увеличением толщины поглотителя относительный коэффициент обратного рассеяния q_x/q_∞ увеличивается также по экспоненциальному закону, но одинаково для материалов с разными $Z_{\text{эфф}}$, т.е. зависимость от $Z_{\text{эфф}}$ исчезает.

Коэффициент обратного рассеяния β -частиц с непрерывным спектром и различными углами падения на образец при изменении E_{\max} изменяется слабее, чем в случае параллельного пучка моноэнергетических электронов.

Зависимость q от эффективного атомного номера A описывается формулой:

$$q = A \cdot Z^{0,67}.$$

Толщина слоя насыщения обратного рассеяния в зависимости от энергии изменяется сложным образом. Указанная зависимость представлена на рис. 2.2.

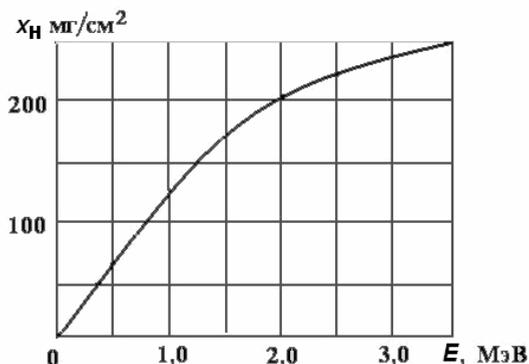


Рис. 2.2. Зависимость толщины насыщения x при обратном рассеянии β -частиц от их энергии E

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Описание экспериментальной установки

Схема экспериментальной установки показана на рис. 2.3. Установка содержит свинцовый домик, внутри которого размещаются радионуклидный источник β -частиц, рассеиватель и счетчик β -частиц. На счетчик подается высокое напряжение от источника тока, импульсы со счетчика подаются на пересчетный прибор. Используемые в эксперименте рассеиватели представляют собой алюминиевые фольги разных толщин, а также пластины из разных материалов (Fe, Cu, Zr, Zn, Pb, полиметилметакрилат, полистирол). Рассеиватели устанавливаются под источником в непосредственной близости на одном и том же расстоянии от него.

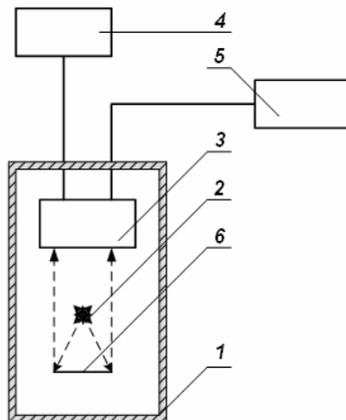


Рис. 2.3. Схема экспериментальной установки для изучения обратного рассеяния β -излучения: 1 – свинцовый домик, 2 – источник излучения, 3 – торцовый детектор, 4 – источник питания, 5 – пересчетный прибор, 6 – рассеиватель

Подготовка установки к работе

1. Включить установку, после 15-минутного прогрева определить плато на счетной кривой и установить значение высоковольтного напряжения в середине счетной кривой.
2. Измерить фон в течение 3 – 5 минут.
3. Установить источник β -частиц в свинцовый домик
4. Установить под источником излучения подставку для рассеивателей. Расстояние между источником и рассеивателем должно быть минимальным.
5. Измерить скорость счета для нескольких положений источника. Подобрать положение источника таким образом, чтобы за время измерений не более трех минут статистическая ошибка измерений не превышала 1%.
6. Измерить число зарегистрированных частиц в отсутствие рассеивателя за выбранное время.

Задания

I. Исследование зависимости коэффициента обратного рассеяния от энергии β -частиц

1. Измерить скорость счета без рассеивателей, когда частицы, испускаемые с поверхности источника, попадают в детектор без акта рассеяния (N_n) и когда поверхность источника ориентирована в противоположную сторону (N) и счетчик регистрирует только рассеянное излучение.
2. Измерить скорость счета (N) и фон (N_ϕ) рассеянного излучения от алюминиевых фольг различных толщин (от 2 до 300 мг/см²). Результаты измерений занести в табл. 2.1.
3. Построить графики зависимости коэффициента обратного рассеяния q от толщины алюминиевых подложек. Определить толщину слоя насыщения и выразить ее в долях максимального пробега электронов в веществе.
4. По формуле зависимости толщины насыщения от величины пробега оценить значения величины максимального пробега:

$$d_n = \left[1 - \exp\left(-\frac{5,9}{Z}\right) \right] \cdot R.$$

5. По построенному графику зависимости d_n от энергии β -излучения (см. рис.2.2) оценить граничную энергию β -излучения. По формулам, приведенным в таблице 1.1. исходя из вычисленного значения пробега R определить значение энергии β -частиц и сравнить значения энергий, полученные разными способами.

Таблица 2.1

Зависимость коэффициента обратного рассеяния β -излучения q от толщины алюминиевой подложки

Время измерения, с				
Фон (N_ϕ), имп./с				
Прямой поток N_n ,				
Толщина слоя рассеивателя, мг/см ²	Показания пересчетного прибора	Скорость счета N , имп./с	$N - N_\phi$	$q = \frac{N - N_\phi}{N_n - N_\phi}$
0				
5,4				
8,1				
13,5				
40,5				
87,0				
135,0				
202,5				

II. Исследование зависимости коэффициента обратного рассеяния β -частиц от энергии источника

1. Повторить задание I для двух дополнительных источников с другими граничными энергиями β -частиц.
2. Сделать письменное заключение о полученных результатах.

III. Исследование зависимости коэффициента обратного рассеяния от атомного номера Z

1. При соблюдении условий задания I измерить скорость счета рассеянного излучения от толстых образцов из алюминия, меди, циркония, кадмия, свинца и полиметилметакрилата для трех ранее использованных источников β -частиц. Данные занести в табл. 2.2.

2. Построить зависимости q от атомного номера материала рассеивателя и по графику определить средний атомный номер полиметилметакрилата.

Таблица 2.2

Зависимость коэффициента обратного рассеяния β -излучения от его энергии и материала подложки

Источник				
Время измерения, с				
Фон (N_{ϕ}), имп./с				
Прямой поток N_{π}				
Материал подложки	Показания пересчетного прибора	Скорость счета N, имп./с	$N - N_{\phi}$	$q = \frac{N - N_{\phi}}{N_{\pi} - N_{\phi}}$
Без подложки				
Алюминий				
Медь				
Цирконий				
Кадмий				
Свинец				
Плексиглас				

Вопросы для самоконтроля

1. Каковы основные различия зависимостей коэффициента обратного рассеяния β -частиц с дискретным и сплошным спектром?

2. По какому закону увеличивается коэффициент обратного рассеяния с увеличением толщины? Имеется ли зависимость от $Z_{\text{эфф}}$?

3. Как зависит коэффициент обратного рассеяния от $Z_{\text{эфф}}$ при $E_{\text{max}} = \text{const}$?

4. Как зависит коэффициент обратного рассеяния от энергии E_{max} ?

5. Каким образом можно определить максимальную энергию β -излучения?

Лабораторная работа 3

РАСЧЕТ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОТОКОВ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ЕГО ПРОХОЖДЕНИИ ЧЕРЕЗ ВЕЩЕСТВО

Цель работы: изучение процессов взаимодействия гамма-излучения с веществом при его прохождении через вещество.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Закон ослабления потока гамма-излучения

Мононаправленный пучок гамма-излучения называется **узким**, если его поперечный размер много меньше длины свободного пробега фотонного (гамма-) излучения данной энергии в веществе. В противном случае пучок гамма-излучения называется **широким**. Из этого следует, что в узком пучке присутствуют только фотоны, ни разу не провзаимодействовавшие с веществом. Наоборот, в состав широкого пучка фотонов входят как ни разу не провзаимодействовавшие фотоны, так и фотоны, испытавшие один или несколько актов взаимодействия с веществом. Зависимость числа фотонов прошедшего излучения $N(x)$ от толщины поглотителя x в случае плоского мононаправленного источника задается формулой

$$N(x) = N_0 \cdot \exp(-\mu \cdot x) \cdot B(x, \mu)$$

где N_0 – число фотонов первичного излучения; μ – коэффициент ослабления фотонного излучения; $B(x, \mu)$ – коэффициент, равный отношению числа фотонов в широком пучке к числу фотонов в узком пучке и называемый **числовым фактором накопления**.

В случае, если источник не плоский, число фотонов, падающих на детектор, определяется геометрией расположения источника и детектора. Например, для точечного источника вместо величины N_0 можно положить $N'_0 = N_0/r^2$.

Коэффициент ослабления μ зависит от атомного номера элемента вещества Z и энергии взаимодействующих с ним фотонов. Различают линейный, массовый, атомный и электронный коэффициенты ослабления.

Линейный коэффициент ослабления численно равен величине, обратной толщине слоя вещества, на которой интенсивность потока (число частиц) убывает в e раз.

Массовый коэффициент ослабления есть величина, обратная толщине вещества, выраженной в г/см^2 , на которой плотность потока первичного излучения убывает в e раз. Из данного определения следует, что массовый коэффициент ослабления связан с линейным формулой $\mu_m = \mu_L/\rho$, где ρ – плотность вещества.

Атомный коэффициент ослабления μ_a представляет собой относительное изменение плотности потока, приходящейся на один атом, его размерность $[L^2]$. Таким образом, численно эта величина равна сечению взаимодействия фотонов с атомами вещества $\mu_a = \sigma$, где σ – микроскопическое сечение взаимодействия фотонов с веществом. Наконец, электронный коэффициент ослабления показывает вероятность ослабления потока фотонов при взаимодействии с одним электроном. Поэтому $\mu_e = \mu_a/Z$.

Фактор накопления B представляет собой отношение эффекта, производимого всеми фотонами (первичными и вторичными) к эффекту, производимому первичными фотонами. На практике рассматривается несколько факторов накопления в зависимости от изучаемого эффекта: числовой, энергетический, дозовый и поглощенной энергии.

В данной работе рассматриваются только два фактора накопления: числовой и энергетический.

Числовым фактором накопления называется отношение полного числа фотонов к числу первичных фотонов на глубине x вещества поглотителя.

$$B_N(x) = \frac{N_{\text{полн}}(x)}{N(x)},$$

Энергетическим фактором накопления называется отношение полной плотности потока энергии $I_{\text{полн}}(x)$, переносимой всеми фо-

тонами, к плотности потока энергии $I(x)$, создаваемой первичными фотонами на глубине вещества поглотителя x :

$$B_E(x) = I_{\text{полн}}(x) / I(x)$$

Фактор накопления как величина, зависящая от процессов взаимодействия фотона с веществом, определяется характеристиками поглощающего вещества и энергией взаимодействующих с ним фотонов. Так, в веществах с атомами, имеющими небольшие Z (меньше 50), для фотонов с энергией 0,3–3 МэВ определяющим процессом их взаимодействия с веществом является комптон-эффект. Поэтому с увеличением толщины поглотителя наблюдается практически линейный рост фактора накопления от толщины. Поскольку комптоновское рассеяние более анизотропно для больших энергий фотонов, в области больших энергий наблюдается также рост фактора накопления с увеличением энергии.

При увеличении атомного номера химических элементов вещества при малых энергиях гамма-излучения, наряду с комптон-эффектом, большую роль играет также фотопоглощение фотонов с последующим испусканием характеристического излучения. Поскольку в этом случае значительную роль играют процессы поглощения вторичного излучения, энергия которого гораздо меньше энергии рассеянного комптоновского излучения, на начальном участке зависимости $B_E(x)$ содержится совсем малое количество фотонов.

При увеличении энергии падающего фотона основную роль играет комптон-эффект, при котором происходит накопление фотонов малых энергий (однако больших, чем энергии характеристического рентгеновского излучения), наконец, при дальнейшем росте энергии первичных фотонов фактор накопления уменьшается, так как увеличивается количество вторичных фотонов с энергией, большей энергии характеристического излучения. Само положение максимума эффекта определяется атомным номером Z химических элементов среды, причем, чем меньше Z , тем меньше характерная энергия, отвечающая максимуму распределения.

Поскольку при работе с радионуклидными источниками гамма-излучения энергии первичных фотонов обычно отвечают диапазо-

ну 0,3–1,5 МэВ, определяющим процессом взаимодействия фотонов с такой энергией с веществом является однократный комптон-эффект, можно приближенно считать: $B(x) \approx 1 + \mu \cdot x/2$

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Описание экспериментальной установки

Лабораторная работа осуществляется на установке, структурная схема которой представлена на рис. 3.1.

Источник отделен от детектора защитным экраном с тем, чтобы фотоны первичного излучения не попадали в детектор (за исключением опыта по измерению характеристик первичного излучения). Между источником и детектором располагается исследуемый образец. Детектором в данной работе является сцинтилляционный блок на основе кристалла NaI(Tl). Выбор данного детектора обусловлен высокой эффективностью регистрации фотонов кристаллами NaI(Tl) и их высокой конверсионной эффективностью.

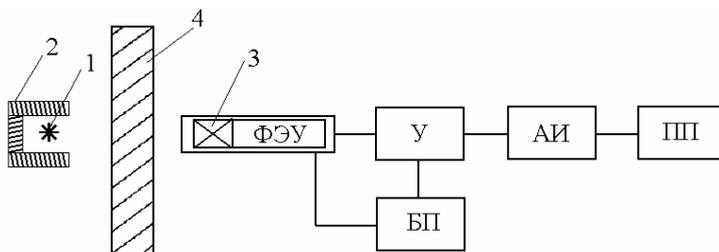


Рис. 3.1. Структурная схема экспериментальной установки по изучению фактора накопления в зависимости от атомного номера Z химических элементов исследуемых образцов, от их толщины и энергии налетающих фотонов:

1 – источник излучения; 2 – защитный экран; 3 – детектор; 4 – исследуемый образец; ФЭУ – фотоэлектронный умножитель; У – предусилитель, БП – блок питания; АИ – анализатор импульсов, ПП – пересчетный прибор

Кристалл NaI(Tl) сопряжен с ФЭУ, который подключен к источнику высокого напряжения. Сигнал с ФЭУ поступает через предусилитель на анализатор импульсов. Для питания предусилителя используется источник низкого напряжения.

В качестве исследуемых образцов (экранов) в данной работе используются блоки из бетона различной влажности, экраны из полиметилметакрилата и железа. С целью определения зависимости фактора накопления от плотности материала выбирается бетон различной плотности, а для нахождения зависимости от толщины образца используется набор экранов из полиметилметакрилата. Геометрия образцов построена так, что, во-первых, все их характерные размеры много больше размеров источника, а во-вторых, имеют толщину порядка длины свободного пробега фотонов. Следует подчеркнуть, что вне зависимости от толщины образца расстояние от него до источника остается постоянным.

Подготовка установки к работе

1. Ознакомиться с инструкцией к анализатору импульсов.
Внимание! Пункт 2 выполнять только в присутствии преподавателя.
2. Включить анализатор, согласно инструкции. Установленные значения высокого напряжения и коэффициента усиления сигнала занести в рабочий журнал.
3. Измерить фон в течение 3 – 5 минут.
4. Произвести калибровку анализатора.
5. Для исключения из числа регистрируемых событий фоновых событий, отвечающие рассеянию фотонов окружающими предметами, необходимо установить нижний порог дискриминации сигнала на значении 0,1 МэВ.

Для экспериментального определения энергии рассеянного излучения необходимо откалибровать шкалу анализатора. Для этого:

1. Установить один из стандартных спектрометрических гамма источников (ОСГИ) (на практике часто используют источники ^{60}Co , ^{137}Cs , ^{22}Na) вплотную к сцинтилляционному кристаллу детектора.
2. Произвести с помощью анализатора набор спектра.
3. Определить канал, в котором находится фотопик, и занести полученные значения в таблицу 3.1.
4. Повторить п.п. 1 – 3 для остальных источников ОСГИ.

Характеристики гамма-источников

Наименование источника	Энергия гамма-излучения, МэВ	Положение фотопика на анализаторе, N канала
^{60}Co	1,17 и 1,33	
^{137}Cs	0,662	
^{22}Na	0,511 и 1,27	

5. Построить график зависимости номера канала, соответствующего фотопику, от энергии гамма-излучения. Дать письменное заключение о характере кривой.

6. Используя метод наименьших квадратов, рассчитать тангенс угла наклона кривой и смещение относительно начала координат. Полученные результаты отразить в рабочем журнале.

Задания*1. Определение зависимости фактора накопления от плотности среды и от атомного номера её химических элементов*

Внимание! Пункт 1 выполнять только в присутствии преподавателя.

1. Установить источник ^{137}Cs в специальное отверстие держателя источника над детектором. Расстояние до детектора при этом должно быть постоянным, независимо от толщины поглотителей.

2. Произвести набор спектра. Полученные результаты сохранить в файл.

3. Положить на предметный столик поглотитель из «тяжелого» бетона и произвести измерения спектра поглощения. Полученные результаты сохранить в файл.

4. Произвести измерения спектров поглощения для поглотителей из «легкого» бетона, железа и полиметилметакрилата (12 см). Полученные результаты сохранить в файл.

5. Используя программу для анализа спектров, определить количество событий, отвечающих регистрации вторичных фотонов. Для этого путем суммирования числа импульсов в каждом канале

под фотопиком следует найти количество зарегистрированных фотонов, отвечающих фотопику, после чего вычислить линейный коэффициент поглощения μ по формуле:

$$\mu = -\frac{1}{x} \cdot \ln \left(\frac{N}{N_0} \right),$$

где x – толщина поглотителя, N и N_0 – суммарное число импульсов в фотопике в опытах с поглотителем и без поглотителя.

6. Полученные спектры перенести в рабочий журнал.
7. Дать письменное заключение о полученных результатах.

II. Определение зависимости фактора накопления от толщины поглотителя

1. Не меняя положение источника и детектора произвести измерения спектров поглощения и обработку их результатов по пп. 3–5 задания I для толщины полиметилметакрилата 2, 4, 6 и 12 см.
2. Рассчитать фактор накопления $B(x)$ (см. форм. 3.1) и построить график его зависимости от толщины.
3. Дать письменную интерпретацию полученным результатам.

III. Определение зависимости фактора накопления от энергии излучения источника

Внимание ! Пункт 1 выполнять только в присутствии преподавателя.

1. Поместить источник ^{60}Co на место источника ^{137}Cs .
2. Произвести измерения всех спектров поглощения и выполнить обработку их результатов по пп. 1–3 задания II для источника ^{60}Co .

Вопросы для самоконтроля

1. Что такое широкий и узкий пучок?
2. Что такое коэффициент ослабления – линейный, массовый, атомный?
3. Чему соответствует атомный коэффициент ослабления?

4. Что такое фактор накопления? Какие факторы накопления Вам известны?
5. За счет каких процессов образуется широкий пучок?
6. Почему в спектре фотонов, прошедших через поглотитель, присутствует максимум? При каких условиях он наблюдается?
7. При каких условиях фактор накопления равен единице? Справедливо ли это для атомов веществ с малым Z ? С большим Z ?

Лабораторная работа 4

ИЗУЧЕНИЕ ПРОЦЕССОВ ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ СМЕШАННОГО ГАММА- И НЕЙТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЙ

Цель работы: изучение основ теории обратного рассеяния нейтронов и фотонов веществом и методики регистрации потоков нейтронов и фотонов на примере рассеяния излучения источника Pu-Be (или ^{252}Cf) парафином, графитом и железом.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Особенности альбедо смешанного гамма- и нейтронного излучения

Одним из важных видов взаимодействия ядерных излучений с веществом являются процессы, приводящие к отражению потоков ядерных излучений. В частности, эффекты обратного рассеяния нейтронов и фотонов можно использовать при разработке методов исследования свойств вещества. Большой практический интерес представляют также методики раздельной регистрации потоков нейтронов и фотонов.

Нейтрон, попадая в среду, испытывает соударение с ядрами атомов. Эти соударения могут быть как упругими, так и неупругими. В частности, нейтрон в водородсодержащей среде может потерять всю свою энергию при столкновении с атомом водорода. Заметим, что процессы соударений могут повторяться многократно. В результате этих процессов изменяются энергетический спектр и угловое распределение рассеянных нейтронов.

После значительного числа актов соударений распределение нейтронов по энергиям становится близким к распределению Максвелла. Однако, поскольку существование свободных тепловых нейтронов невозможно без самого процесса замедления, в спектре замедленных нейтронов содержится большее число нейтронов с энергией, превосходящей $\frac{3}{2}kT$ (k – постоянная Больцмана, T –

температура). Количество соударений, необходимое для того, чтобы нейтрон замедлился до тепловых скоростей, зависит от атомного веса замедлителя: чем он больше, тем большее число соударений должен испытать нейтрон.

Для нахождения углового распределения рассеянных нейтронов удобно воспользоваться импульсной диаграммой рассеяния (рис. 4.1), из описания которой видно, что при попадании нейтрона в среду с массовым числом, большим единицы, возможно его рассеяние на любой угол; кроме того, чем меньше массовое число атомов, тем больше доля рассеянных нейтронов с малыми значениями импульса. При замедлении нейтрона в водородсодержащей среде нейтрон может рассеяться на протоне. В этом случае предельный угол, на который может рассеяться нейтрон, равен $\frac{\pi}{2}$. Поэтому в водороде нейтрон, рассеявшись на угол, равный $\frac{\pi}{2}$, теряет всю свою энергию и становится тепловым.

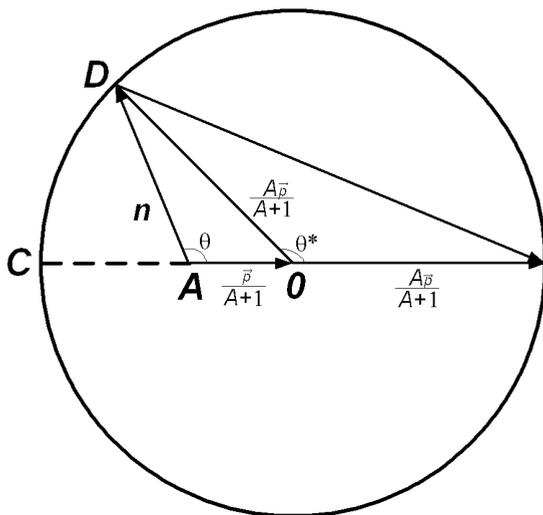


Рис. 4.1. Импульсная диаграмма рассеяния нейтронов ($\overline{AB} = \vec{p}$ — импульс падающего нейтрона; θ — угол рассеяния нейтрона в Л-системе; A — массовое число рассеивателя; θ^* — угол рассеяния нейтрона в Ц-системе)

Для описания замедления нейтронов в среде используют следующие характеристики.

1. Альbedo нейтронов – отношение числа нейтронов, обратно выходящих из среды, к полному числу нейтронов, попавших в вещество:

$$\Gamma = N_{\text{обр}}/N_{\text{полн}},$$

где $N_{\text{обр}}$ – число нейтронов, обратно вышедших из среды (если вектор импульса падающих нейтронов направлен по нормали к поверхности среды, то число $N_{\text{обр}}$, совпадает с числом нейтронов у поверхности образца, вектор импульса которых образует угол, больший или равный $\frac{\pi}{2}$ с вектором импульса первоначального движения падающих нейтронов); $N_{\text{полн}}$ – полное число нейтронов, попавших в вещество.

Из импульсной диаграммы следует, что уже в первом акте рассеяния часть нейтронов может выйти за пределы среды, рассеявшись на угол, больший $\frac{\pi}{2}$ и потеряв при этом значительную часть своей энергии. С увеличением числа актов соударения количество рассеянных на такие углы нейтронов растет, достигая насыщения.

2. Скорость замедления нейтронов

$$u = \frac{\xi \cdot \Sigma_s \varphi}{\ln \left(\frac{E_0}{E_T} \right)},$$

где φ – поток нейтронов с энергией E_0 ; Σ_s — макроскопическое сечение рассеяния; ξ – логарифмическая потеря энергии при одном столкновений.

3. Средняя потеря энергии нейтронов

$$\overline{\Delta E} = 2 \frac{AE_n}{(1+A)^2},$$

где A – атомный вес среды; E_n – энергия падающего нейтрона.

4. Среднее значение косинуса угла рассеяния нейтронов

$$\overline{\cos\theta} = \frac{2}{3A}.$$

Кроме того, спектральный состав вышедшего из среды потока нейтронов можно оценить с помощью кадмиевого отношения R_{Cd} , которое представляет собой отношение числа нейтронов, зарегистрированных детектором без кадмиевого экрана N , к числу нейтронов N_{Cd} , зарегистрированных этим же детектором с кадмиевым экраном при идентичных условиях эксперимента:

$$R_{Cd} = \frac{N}{N_{Cd}},$$

Другими словами, кадмиевое отношение есть отношение полного числа нейтронов, зарегистрированных детектором, к числу надкадмиевых нейтронов, зарегистрированных тем же детектором с кадмиевым фильтром. Действительно, изотоп кадмия ^{111}Cd представляет собой ядро, резонансный уровень поглощения которого соответствует энергии 0,4 эВ, т.е. лежит достаточно близко к тепловым энергиям. Поэтому кадмиевый фильтр минуют нейтроны только с энергией порядка 0,6 эВ и выше. Кадмиевое отношение отражающей среды существенно зависит от массового числа ядер отражателя: для легких сред оно больше. Последнее легко понять исходя из импульсной диаграммы процесса рассеяния нейтронов (см. рис. 4.1). Действительно, выше было отмечено, что чем тяжелее ядра среды, тем меньше медленных нейтронов образуется при рассеянии. Это с необходимостью приводит к убыванию вероятности поглощения нейтронов кадмиевым фильтром и, следовательно, к убыванию кадмиевого отношения.

Кроме нейтронов, радионуклидные источники часто испускают фотоны. Распространение гамма-излучения в веществе сопровождается рассеянием и поглощением его атомами химических элементов. Это приводит к изменению спектрального состава первичного излучения и направления его распространения. В результате комптоновского рассеяния, преобладающего в рассматриваемом диапазоне энергий гамма-излучения, часть энергии падающего фотона передается электрону отдачи, а другая часть уносится рассеянным фотоном. Из законов сохранения энергии и импульса следует:

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + (1 - \cos\theta) \cdot \epsilon}, \quad (4.1)$$

где E_γ – энергия фотона до взаимодействия; E'_γ – энергия рассеянного фотона; θ – угол рассеяния (относительно первоначального направления импульса); $\varepsilon = \frac{E_\gamma}{m_e c^2}$; $m_e c^2 = 0,511$ МэВ. Из соотношения (4.1) видно, что энергия фотона рассеянного назад ($\theta = 180^\circ$), не может превышать 0,255 МэВ независимо от его первоначальной энергии, а при $\theta < \frac{\pi}{2}$ $E'_\gamma < 0,511$ МэВ.

В спектре рассеянного излучения могут присутствовать и фотоны с энергией, большей, чем 0,511 МэВ, которые образуются при нескольких рассеяниях на малые углы.

Поток обратнорассеянного излучения для точечного источника в общем случае можно представить в виде

$$\Phi = f(\rho, Z, E_\gamma, l, R)$$

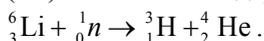
где ρ – плотность среды; Z – эффективный атомный номер среды; E_γ – начальная энергия фотона; R – расстояние от источника до точки измерения; l – характерный размер отражателя (например, его толщина).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Описание экспериментальной установки

Установка для проведения эксперимента (рис. 4.2) состоит из отражателя 1, радионуклидного источника нейтронов Pu-Be (или ^{252}Cf) 2, висмутового экрана 3, детектора нейтронного и гамма-излучений 4, предусилителя 5, амплитудного анализатора импульсов 6, источников высокого 7 и низкого 8 напряжения и предметного стола для образцов исследуемых сред (парафина, железа, графита).

Детектором нейтронов является сцинтилляционный кристалл $^6\text{LiI}(\text{Eu})$, который вместе с фотоумножителем (ФЭУ), делителем и предусилителем помещен в светозащитный кожух. Регистрация нейтронов счетчиком $^6\text{LiI}(\text{Eu})$ основана на ядерной реакции



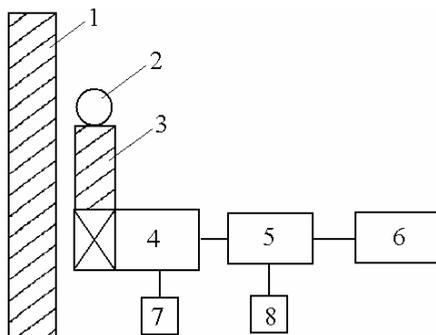


Рис. 4.2 Схема экспериментальной установки для изучения процессов обратного рассеяния смешанного гамма- и нейтронного излучений:
 1 – отражающий экран, 2 – источник излучения, 3 – защита от гамма-излучения, 4 – детектор, 5 – предусилитель, 6 – анализатор, 7 – блок высоковольтного питания, 8 – блок низковольтного питания.

Ядра трития и гелия вызывают сцинтилляции, улавливаемые ФЭУ. Вместе с нейтронами детектор регистрирует довольно значительное количество фотонов. Для того чтобы избавиться от нежелательного фона фотонов, рекомендуется прибегнуть к следующим мерам:

1) между источником и детектором нейтронов установить висмутовый защитный экран, который поглощает значительную часть потока фотонов, не оказывая почти никакого влияния на поток нейтронов;

2) использовать парное измерение, т.е. измерить поток фотонов детектором, обладающим одинаковым с исходным коэффициентом поглощения фотонов, но намного меньшим коэффициентом поглощения нейтронов. Таким детектором служит кристалл ${}^7\text{Li}(\text{Eu})$.

В парности кристаллов ${}^6\text{Li}(\text{Eu})$ и ${}^7\text{Li}(\text{Eu})$ можно убедиться, если произвести калибровочное измерение. Для этого используют источник, испускающий два фотона с различными энергиями. В данной работе это - источник ${}^{22}\text{Na}$, испускающий фотон с энергией 1,29 МэВ. Второй фотон у этого источника образуется в результате аннигиляции «электрон – позитрон» и имеет энергию 0,511 МэВ. Если кристаллы парные, т.е. обладают одинаковой конверсионной

эффективностью, то положение линий на шкале анализатора должно совпадать.

Следовательно, количество нейтронных событий в случае парных кристаллов можно получить, если вычесть из количества импульсов, зарегистрированных детектором ${}^6\text{LiI}(\text{Eu})$, число импульсов, зарегистрированных детектором ${}^7\text{LiI}(\text{Eu})$. Вторичные частицы (в случае кристалла ${}^6\text{LiI}(\text{Eu})$ – ядра ${}^3_1\text{H}$ и ${}^4_2\text{H}$ и электроны) вызывают высвечивание сцинтиллятора.

Световая вспышка преобразуется ФЭУ в электронный сигнал, который поступает на предусилитель. Сигнал с него по экранированному кабелю передается на вход амплитудного анализатора импульсов. Высокое напряжение для ФЭУ детекторов подается от высоковольтного блока питания.

В результате каждого измерения с детектором ${}^6\text{LiI}(\text{Eu})$ и радионуклидным источником фотонов и нейтронов, проведенного за определенное время, на экране анализатора наблюдается аппаратурный спектр импульсов, в котором содержится пик, соответствующий регистрации медленных нейтронов. Сцинтилляционный кристалл имеет эффективность регистрации медленных нейтронов, близкую к 100%. Следовательно, просуммировав число импульсов, находящихся под пиком, можно получить число нейтронов, зарегистрированных детектором.

Время измерений устанавливается следующим образом. Как известно, работу любого регистрирующего устройства, в том числе анализатора, можно охарактеризовать, определив время, когда прибор не регистрирует поступающие импульсы. Это время называется мертвым временем. В противоположность мертвому времени, живое время анализатора – это время, когда прибор эффективно регистрирует приходящие на вход импульсы. Следует отметить важную особенность этих характеристик: как мертвое, так и живое время прибора зависят от его загрузки. Поэтому для того, чтобы измерения проводились в идентичных условиях, необходимо фиксировать живое время анализатора. Такая фиксация и осуществляется в данной работе.

Таким образом, обеспечив правильную фиксацию времени наблюдения, можно проводить сравнение аппаратурных спектров

отраженных нейтронов, которые соответствуют различным отражателям и, следовательно, различным загрузкам анализатора. Сравнение аппаратурных спектров, полученных для различных сред-отражателей, позволяет вычислить кадмиевое отношение и числовое альbedo нейтронов для данного отражателя.

Задания

1. Измерение потоков фотонов, рассеянных средами

1. Установить детектор ${}^6\text{LiI}(\text{Eu})$ в рабочее положение.
2. Установить радионуклидный источник Pu-Be (или ${}^{252}\text{Cf}$) на висмутовый экран.
3. Получить аппаратурный спектр фотонов и нейтронов, испускаемых источником, без отражателя. Подобрать напряжение и коэффициент усиления сигнала таким образом, чтобы спектр нейтронов попадал целиком на шкалу и располагался примерно в 700-800 каналах. Полученный спектр сохранить в файл.
4. На предметный стол поместить отражающий экран из парафина.
5. Получить аппаратурный спектр фотонов и нейтронов. Полученный спектр сохранить в файл.
6. Повторить измерения по пп. 4–5 для отражателей из графита и железа.
7. Установить на детектор кадмиевый экран, предварительно убрав отражающие экраны. В этом случае будут регистрироваться фотоны и нейтроны испущенные источником и возникающие в результате поглощения нейтронов ядрами кадмия фотоны.
8. Повторить измерения по пп. 3–6 с экранированным детектором.
9. Убрать источник нейтронов в парафиновую бочку и провести измерение фона (источник без кадмиевого чехла и отражателей).
10. Положить на детектор источник ${}^{22}_{11}\text{Na}$ и сохранить полученный спектр, записав в рабочую тетрадь номера каналов, в которые попадают пики.

11. Используя программу для анализа спектров произвести подсчет площадей под пиками для всех полученных спектров. Данные занести в табл. 4.1.

Таблица 4.1

Зависимость количества фотонов от Z отражателя

Источник	Среда	$N_{\gamma,л}$ без Cd	$N_{\gamma,л}$ с Cd	$N_{\gamma,л}$ без ист
Pu-Be или $^{252}_{98}\text{Cf}$	<i>Без экрана</i>			
	<i>Парафин</i>			
	<i>Графит</i>			
	<i>Железо</i>			

Примечание: $N_{\gamma,л}$ без Cd – количество фотонов и нейтронов, зарегистрированных детектором без кадмиевого экрана; $N_{\gamma,л}$ с Cd – количество фотонов и нейтронов, зарегистрированных детектором с кадмиевым экраном; $N_{\gamma,л}$ без ист – количество событий, зарегистрированных детектором без источника.

II. Измерение альbedo фотонов и определение кадмиевого отношения отражателей

1. Заменить сцинтилляционный датчик с кристаллом $^6\text{LiI}(\text{Eu})$ на датчик с кристаллом $^7\text{LiI}(\text{Eu})$.

2. Поместить на детектор источник $^{22}_{11}\text{Na}$. Провести калибровочное измерение с радионуклидным источником $^{22}_{11}\text{Na}$. Сравнивая положения γ -линий по шкале анализатора, убедиться в парности кристаллов т.е. в их одинаковой конверсионной эффективности. Подбором рабочего напряжения на ФЭУ добиться попадания пиков источника $^{22}_{11}\text{Na}$ в тот же канал, что и в детекторе $^6\text{LiI}(\text{Eu})$.

4. Убрать источник $^{22}_{11}\text{Na}$ и поместить радионуклидный источник Pu-Be (или $^{252}_{98}\text{Cf}$) в висмутовый контейнер.

5. Провести измерения спектра фотонов по п.п. 3÷8 задания I.

6. Убрать радионуклидный источник в бочку и повторить измерения фона. Результаты занести в табл.4.2.

Таблица 4.2

**Зависимость числа нейтронных событий
от эффективного массового числа A отражателя**

Среда	${}^6\text{LiI}(\text{Eu})$				${}^7\text{LiI}(\text{Eu})$		
	$N_{\gamma,l}$ без ист	$N_{\gamma,l}$ без Cd	$N_{\gamma,l}$ с Cd	R_{Cd}	N_{γ} без ист	N_{γ} без Cd	N_{γ} с Cd
Без экрана							
Парафин							
Графит							
Железо							

Примечание: N_{γ} без Cd – количество фотонов, зарегистрированных детектором без кадмиевого экрана; N_{γ} с Cd – количество фотонов, зарегистрированных детектором с кадмиевым экраном; N_{γ} без ист – количество событий, зарегистрированных детектором без источника.

Порядок обработки результатов измерений

1. Определить число импульсов от регистрации фотонов в кристалле. Для этого необходимо из числа импульсов, зарегистрированных детектором ${}^7\text{LiI}(\text{Eu})$ с источником Pu-Be (или ${}^{252}_{98}\text{Cf}$), вычесть число импульсов, зарегистрированных тем же детектором без источника.

2. Определить число отраженных фотонов. Для этого необходимо из числа импульсов, вызванных фотонами, зарегистрирован-

ными при наличии отражателя, вычтешь число импульсов фотонов, зарегистрированных без отражателя за одинаковое время.

3. Вычислить число событий, соответствующих регистрации нейтронов и фотонов детектором ${}^6\text{LiI}(\text{Eu})$. Для этого необходимо из числа событий, зарегистрированных с источником, вычтешь число событий, зарегистрированных без источника.

4. Найти число нейтронных событий. Для этого из числа событий, зарегистрированных детектором ${}^6\text{LiI}(\text{Eu})$, вычтешь число событий, зарегистрированных детектором ${}^7\text{LiI}(\text{Eu})$ за то же время.

5. Найти число отраженных нейтронов. Для этого из полного числа нейтронов вычтешь число нейтронов, зарегистрированных без отражателя за аналогичное время.

6. Найти кадмиевое отношение для всех сред по формуле:

$$R_{\text{Cd}} = (N_{n1} - N_{n3}) / (N_{n2} - N_{n3}),$$

где N_n — число событий, соответствующих регистрации нейтронов, индекс 1 отвечает событию, зарегистрированному в детекторе без кадмиевого чехла, индекс 2 — событию, зарегистрированному детектором с кадмиевым чехлом, индекс 3 — событию, зарегистрированному детектором в эксперименте без источника.

Вопросы для самоконтроля

1. Для какого из отражателей кадмиевое отношение выше? Почему?

2. Как изменится кадмиевое отношение при увеличении A ? При увеличении Z ?

3. На каком принципе основана регистрация нейтронов в данной работе?

4. Как изменится спектр вторичных частиц с увеличением атомного номера отражателя?

5. С какой целью в данной работе используется парное измерение?

6. Почему доля фотонов под пиком поглощения нейтронов при отсутствии отражателя мала?

Лабораторная работа 5

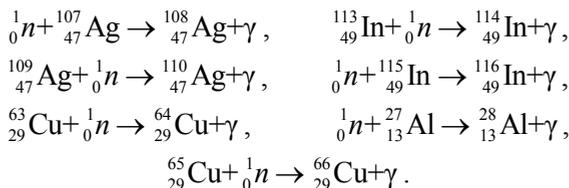
ИССЛЕДОВАНИЕ ИСКУССТВЕННОЙ РАДИОАКТИВНОСТИ ЯДЕР, ВЫЗВАННОЙ ИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ С НЕЙТРОНАМИ

Цель работы: овладение элементами теории взаимодействия нейтронов с ядрами элементов на примере реакций радиационного захвата и теории искусственной радиоактивности ядер; экспериментальное исследование эффектов взаимодействия нейтронов различных энергетических групп с ядрами; определение отношения концентраций радионуклидов серебра и отношения сечений образования изомеров индия.

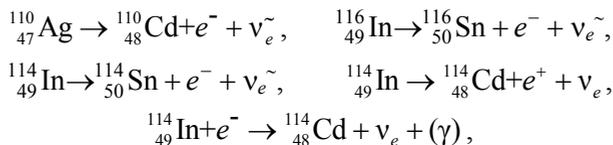
ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Радионуклиды с искусственной β -активностью, особенности их получения и распада

При взаимодействии нейтронов с ядрами серебра, индия, алюминия или меди происходит поглощение нейтронов и испускание фотонов радиационного захвата. Продуктами реакций поглощения нейтронов являются:



Следует отметить, что при поглощении нейтронов ядра могут образовываться не только в основном, но и в возбужденном состоянии. Они, в свою очередь, радиоактивны и распадаются по каналам, отраженным на рис. 5.1



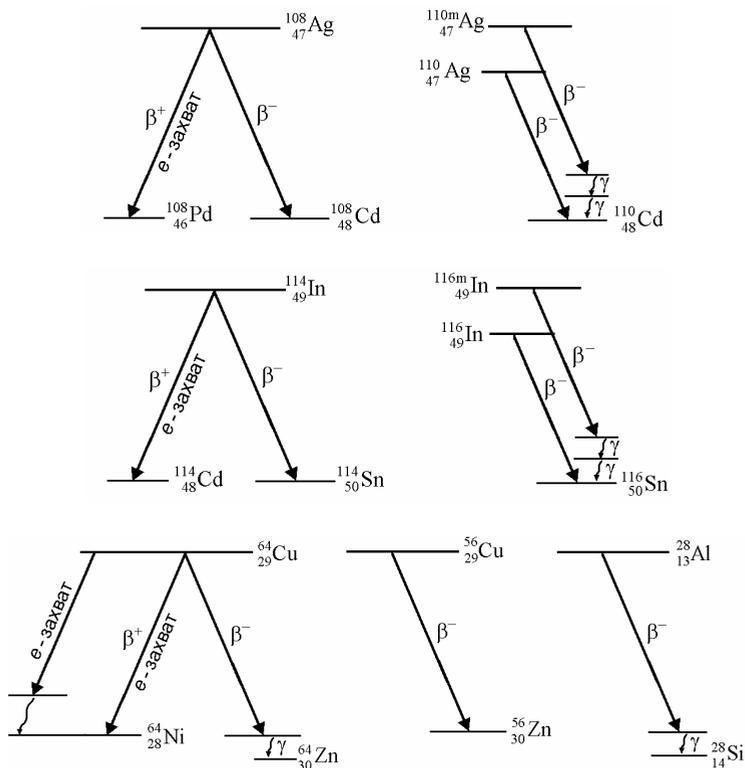
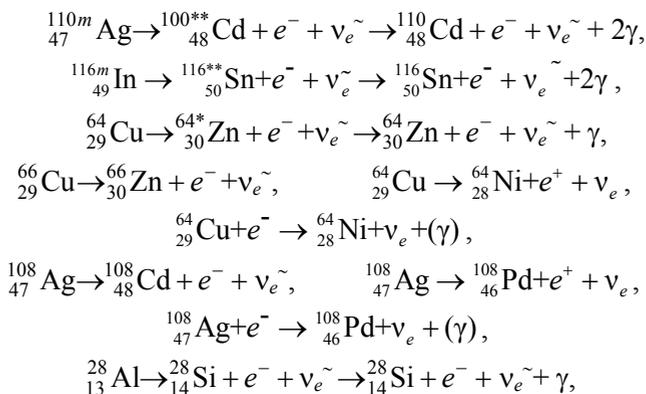


Рис. 5.1. Схемы распадов ядер, возникших благодаря активации медной, серебряной и алюминиевой, серебряной и индиевой фольг

Времена жизни различных радионуклидов приводятся в табл. 5.1. Данные таблицы и рис. 5.1 показывают, что:

- из двух радионуклидов серебра изотоп ^{110}Ag обладает существенно более коротким временем жизни;

- из двух радионуклидов индия с подавляющей вероятностью распадается изотоп ^{116}In .

Радиоактивность радионуклидов, возникающих при поглощении нейтронов, объясняется тем, что образовавшиеся ядра являются нечетно-нечетными. Согласно капельной модели ядра, энергия их связи меньше, чем четно-четных и нечетных ядер, причем все нечетно-нечетные ядра с $Z \geq 7$ должны быть радиоактивны.

Таблица 5.1

**Времена жизни радионуклидов серебра, индия,
меди и алюминия**

Изотоп	Распространенность в естественной смеси, %	Продукт реакции	Канал распада	Вероятность распада, %	Период полураспада
$^{107}_{47}\text{Ag}$	56,5	$^{108}_{47}\text{Ag}$	β^{\pm} -распад, e -захват	100	2,4 мин
$^{109}_{47}\text{Ag}$	43,5	$^{110}_{47}\text{Ag}$ $^{110m}_{47}\text{Ag}$	β^{-} -распад β^{-} -распад	100 <<1	24,5 с 250 дней
$^{113}_{49}\text{In}$	9	$^{114}_{49}\text{In}$	β^{\pm} -распад, e -захват	100	72 с
$^{115}_{49}\text{In}$	91	$^{116}_{49}\text{In}$ $^{116m}_{49}\text{In}$	β^{-} -распад β^{-} -распад, Г-активность	100 100	13,4 с 54 мин
$^{63}_{29}\text{Cu}$	69	$^{64}_{29}\text{Cu}$	β^{\pm} -распад, e -захват	100	12,8 ч
$^{65}_{29}\text{Cu}$	31	$^{66}_{29}\text{Cu}$	β^{-} -распад	100	5,1 мин
$^{27}_{13}\text{Al}$	100	$^{28}_{13}\text{Al}$	β^{-} -распад	100	2,5 мин

Один и тот же радионуклид может характеризоваться разными временами жизни относительно β^- -распада. Это явление называется ядерной изомерией. Суть его заключается в том, что распад может идти не только из основного, но и из возбужденного состояния. Время жизни состояния определяется правилами, отбора при β^- -распаде. Бета-распад основного состояния ^{116}In разрешенный и подчиняется правилам Гамова–Теллера

$$\left(\Delta I = 0 \pm 1, \frac{p_n}{p_k} = 1 \right),$$

где ΔI – изменение механического момента; p_n и p_k – четности материнского и дочернего ядра), поэтому время его жизни порядка десятков секунд. Возбужденное состояние этого ядра также распадается по каналу, разрешенному правилами Гамова–Теллера, причем распад сопровождается испусканием двух фотонов. Поскольку при распаде ядра из возбужденного состояния выделяется значительно меньшая энергия, вероятность его намного ниже, чем вероятность распада ядра из основного состояния.

В ядрах ^{110}Ag и ^{110m}Ag наблюдается аналогичная картина: возбужденное состояние является более долгоживущим из-за того, что $\Delta I > 1$. Распад возбужденного состояния этого ядра также идет через второе возбужденное состояние дочернего ядра $^{110}_{48}\text{Cd}$. Снятие возбуждения дочернего ядра происходит путем испускания двух фотонов. Кроме того, из двух радионуклидов серебра ^{108}Ag и ^{110}Ag большим временем жизни будет обладать тот, у которого соотношение между числом протонов и числом нейтронов ближе к оптимальному, которое в данном случае отвечает существованию стабильных изотопов.

Количество нейтронов в ядре ^{108}Ag ближе к оптимальному, чем в ядре ^{110}Ag , которое будет перегружено нейтронами и поэтому распадается быстрее, чем ядро ^{108}Ag . По этой же причине радионуклиды ^{64}Cu и ^{114}In характеризуются большими временами жизни относительно β^- -распада, чем ядра ^{66}Cu и ^{116}In . Относительная концентрация изомеров зависит от энергии падающих нейтронов. Действительно, сечение образования радионуклида определяется формулой Брейта–Вигнера:

$$\sigma = \frac{N \cdot \tilde{\lambda}^2 \Gamma \sqrt{E}}{(E - E_0)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}, \quad (5.1)$$

где N – коэффициент, зависящий от статистических весов состояний и энергии налетающих нейтронов; Γ – полная ширина линии образовавшегося радионуклида; E_0 – энергия нейтронов, соответствующая резонансному состоянию ядра; E – энергия падающих нейтронов; $\tilde{\lambda}$ – приведенная длина волны нейтронов с энергией E .

Энергетический спектр падающих нейтронов непрерывен, поэтому для вычисления полного сечения результат расчетов по формуле (5.1) необходимо усреднить по этому спектру.

Концентрация исходного нуклида $M_i(t)$ связана с концентрацией получившегося в результате реакции радионуклида $N_i(t)$ системой уравнений

$$\begin{aligned} \frac{dM_i}{dt} &= -k_i M_i, \\ \frac{dN_i}{dt} &= k_i M_i - \lambda_i N_i \end{aligned} \quad (5.2)$$

при $N_i(0) = 0$; $M_i(0) = M_{i0}$, где k_i – скорость поглощения нейтронов, зависящая от потока нейтронов и от сечения их взаимодействия с ядрами данного изотопа; λ – скорость распада.

Величина k_i задается формулой:

$$k_i = \frac{\varphi N_A \sigma_i d \rho}{A}, \quad (5.3)$$

где φ – плотность потока нейтронов; N_A – число Авогадро; σ_i – микроскопическое сечение поглощения нейтронов; ρ – плотность материала мишени; A – массовое число изотопов мишени; d – толщина мишени.

Решение системы уравнений (5.2) приводит к следующему результату:

$$\begin{aligned} M_i(t) &= M_i(0) e^{-k_i t}; \\ N_i(t) &= \frac{M_{i0} (e^{-k_i t} - e^{-\lambda_i t}) k_i}{\lambda_i - k_i}. \end{aligned}$$

Очевидно, что при $k_i t \gg 1$ (случай насыщения) функция стремится к пределу

$$N_{i^\infty} = \frac{k_i M_i(0) e^{-\lambda_i t}}{\lambda_i - k_i}. \quad (5.4)$$

Подставляя в (5.4) k_i из формулы (5.3), найдем величину

$$N_{i^\infty} = \frac{\rho N_A \sigma d M_i(0) \varphi e^{-\lambda_i t}}{A \lambda_i - \rho N_A \sigma_i d \varphi}.$$

Для измерения периодов полураспада ядер в смеси радионуклидов необходимо воспользоваться зависимостью активности $A(t)$ и концентрации смеси радионуклидов от времени. Эта зависимость имеет вид

$$\begin{aligned} A(t) &= \lambda_1 N_{10} e^{-\lambda_1 t} + \lambda_2 N_{20} e^{-\lambda_2 t}; \\ N(t) &= N_{10} e^{-\lambda_1 t} + N_{20} e^{-\lambda_2 t}, \end{aligned} \quad (5.5)$$

где N_{10} и N_{20} – содержание радионуклидов в начальный момент времени.

Поскольку и в серебре, и в индии $\lambda_2 \gg \lambda_1$, то при больших временах $t \left(t \gg \frac{1}{\lambda_2} \right)$ $A(t) = \lambda_1 \cdot N_{10} \cdot \exp(-\lambda_1 t)$, при $t \ll \frac{1}{\lambda_1}$ активность смеси изотопов $A(0) = \lambda_1 N_{10} + \lambda_2 N_{20}$.

На практике, как правило, измеряется не активность, а количество распадов в течение заданного интервала времени, Δt , равное произведению активности на интервал времени.

$$\Delta N(t) = (\lambda_1 N_{10} e^{-\lambda_1 t} + \lambda_2 N_{20} e^{-\lambda_2 t}) \Delta t.$$

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

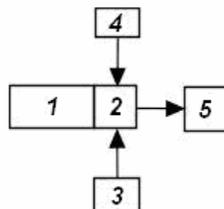
Экспериментальная установка

Структурная схема экспериментальной установки приведена на рис. 5.2.

Для регистрации бета частиц используется сцинтилляционный детектор 1 с ФЭУ 2, который питается напряжением от высоковольтного источника 3. Электронная часть аппаратуры питается от

источника низкого напряжения 4, сигнал с ФЭУ поступает на пересчетный прибор 5 и далее на компьютер.

Рис. 5.2. Схема регистрирующей установки к лабораторным работам 5 и 6:
1 – сцинтиллятор; 2 – ФЭУ; 3 – источник высокого напряжения; 4 – источник низкого напряжения; 5 – пересчетный прибор



Подготовка установки к работе

1. Ознакомиться с инструкцией к установке.
2. Включить установку, согласно инструкции.
3. Вынуть источник Pu-Be или ^{252}Cf из хранилища, и с помощью манипулятора и поместить его в контейнер с водой.
4. Измерить фон в течение 3–5 минут.

Задания

1. Проверка закона радиоактивного распада

1. Поместить в контейнер с водой медную фольгу на расстоянии 5 см от источника и облучать ее в течение 20 мин.
2. За две минуты до окончания активации образца меди подготовить установку к измерению активности образца, задав на ней режим измерения активированного образца меди, заданный на компьютере.
3. По окончании процесса активации поместить активированную медную фольгу на предметный столик детектора и начать измерение активности образца меди. При этом необходимо засечь время с момента прекращения активации до начала измерения.
4. После запуска установки на измерение поместите в контейнер с водой на расстояние 5 см следующий образец (см. п. 1 следующего задания).

5. После окончания измерения извлечь образец из детектора и обработать полученные результаты. Построить графики спада активностей, определить концентрацию изотопов на конец облучения нейтронами и их период полураспада. Сравнить полученные результаты с теоретическими данными.

6. Дать письменное заключения по полученным результатам.

II. Исследование ядерной изомерии

1. Поместить в контейнер с водой индиевую фольгу на расстоянии 5 см от источника и облучать ее в течение 20 мин.

2. За две минуты до окончания активации образца из индия подготовить установку к измерению активности образца, задав на ней режим измерения активированного образца индия.

3. По окончании процесса активации поместить активированную индиевую фольгу на предметный столик детектора и начать измерение активности образца индия. При этом необходимо засечь время с момента прекращения активации до начала измерения. Для образцов индия оно должно быть много больше периода полураспада основного состояния $^{116}_{49}\text{In}$ и обычно составляет несколько минут.

4. После запуска установки на измерение поместить в контейнер с водой на расстоянии 5 см от источника следующий образец.

5. Повторить пп. 1–4 данного задания для фольги из индия помещенного в кадмиевый чехол. В процессе облучения индия в кадмиевом чехле происходит изменение спектра падающих нейтронов. Кадмиевый экран практически полностью поглощает нейтроны с энергиями, меньшими 0,4 эВ. Изменение спектра падающих нейтронов должно привести к изменению соотношения концентраций основного и возбужденного состояний ядра.

6. После запуска установки для проведения измерений поместить в контейнер с водой на расстоянии 5 см от источника следующий образец (см. п. 1 следующего задания).

7. После окончания измерения извлечь образец из детектора и обработать полученные результаты. Построить графики спада ак-

тивностей, определить концентрацию радионуклидов на конец облучения и их период полураспада. Сравнить полученные результаты с табличными.

8. Дать письменное заключение по полученным результатам.

III. Исследование взаимодействия нейтронов с веществом, содержащим разные сорта нуклидов

1. Поместить в контейнер с водой серебряную фольгу на расстоянии 5 см от источника и облучать ее в течение 20 мин.

2. За две минуты до окончания активации образца серебра подготовить установку к измерению активности образца, задав на ней режим измерения активированного образца серебра.

3. По окончании процесса активации поместить активированную серебряную фольгу на предметный столик детектора и начать измерение активности образца серебра. При этом необходимо засечь время с момента прекращения активации, до начала измерения. Время активации выбирается таким, чтобы зависимости концентраций его радионуклидов от времени облучения вышли на насыщение

4. После окончания измерения извлечь образец из детектора и обработать полученные результаты. Построить графики спада активностей, определить концентрацию изотопов на конец облучения и их период полураспада. Сравнить полученные результаты с теоретическими данными.

5. Дать письменное заключение по полученным результатам.

Вопросы для самоконтроля

1. Какие из следующих нуклидов ^{107}Ag , ^{108}Ag , ^{109}Ag , ^{110}Ag , ^{63}Cu , ^{65}Cu нестабильны и почему?

2. Какой из радионуклидов ^{108}Ag или ^{110}Ag обладает меньшим временем жизни и почему?

3. Почему у радионуклида ^{116}In наблюдается два периода полураспада? Объясните значительную разницу во временах жизни.

4. Почему в экспериментах с кадмиевым фильтром относительная концентрация короткоживущего компонента ^{116}In меньше, чем в экспериментах без фильтра?

6. При обработке кривой распада серебра, содержащего 100 точек, получено $\chi^2 = 200$. Надежно ли данное измерение?

7. Из каких основных блоков состоит экспериментальная установка?

8. Как осуществляется обработка экспериментальных данных?

Лабораторная работа 6

ЗАМЕДЛЕНИЕ И ДИФFUЗИЯ НЕЙТРОНОВ В ВОДЕ

Цель работы: изучение основы теории замедления и диффузии нейтронов на примере их взаимодействия с водородсодержащим веществом - водой; получение сведений об основных характеристиках замедления и диффузии нейтронов двух групп энергий.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Основы теории замедления и диффузии нейтронов в веществе

При прохождении через среду нейтроны испытывают различного рода взаимодействия: упругое и неупругое рассеяние, поглощение ядрами вещества с последующим испусканием заряженных частиц и фотонов. Вероятность протекания того или иного процесса зависит как от самого вещества, так и от энергии нейтронов. Процессы рассеяния нейтронов приводят к тому, что нейтрон передает часть своего импульса ядру отдачи, в результате чего импульс и кинетическая энергия падающего нейтрона убывают, т.е. происходит процесс замедления нейтронов. При замедлении нейтронов от Pu-Be (или ^{252}Cf) источника в воде основным видом взаимодействия нейтронов с веществом является упругое рассеяние. Если быстрые нейтроны в результате упругого или неупругого рассеяния потеряют практически всю свою энергию, то они перейдут в тепловое равновесие с атомами окружающей среды и диффундируют из области с большей плотностью потока в область с меньшей плотностью потока. Оба эти процесса характеризуются длиной замедления и диффузии, которые зависят от химического состава рассеивающей среды и от энергии нейтронов.

Как известно, между энергией нейтронов E_n и энергией ядра отдачи E_A с массовым числом A существует связь:

$$E_A = \frac{4A \cos^2 \psi E_n}{(A+1)^2},$$

где ψ – угол вылета ядра отдачи в лабораторной системе координат.

Видно, что наибольшую энергию нейтрон теряет при столкновении с водородом ($A = 1$). При рассмотрении процесса замедления потерю энергии обычно характеризуют средним логарифмическим декрементом энергии на одно столкновение

$$\xi = \ln \frac{E_i}{E_{i+1}},$$

где E_i и E_{i+1} – энергии нейтрона после i и $i + 1$ соударений.

Для ядер с массовым числом $A > 10$ логарифмический декремент энергии $\xi = \frac{2}{A+2/3}$. Для водорода $A = 1$.

Таким образом, при замедлении в воде нейтрон теряет свою энергию главным образом при взаимодействии с водородом. В процессе замедления нейтроны, теряя энергию, удаляются от источника или от границы среды, на которую падает поток от внешнего источника. Если поглощение в среде достаточно мало, то они могут достигнуть приблизительно теплового равновесия с атомами.

Однако спектр замедленных нейтронов отличается от спектра хаотического теплового движения (распределения Максвелла) тем, что относительно велика доля нейтронов с энергиями, много больших тепловой. Это объясняется тем, что тепловые нейтроны возникают только в результате замедления более быстрых нейтронов.

Если наряду с замедлением имеет место поглощение нейтронов, то максимально вероятная энергия будет больше тепловой, а сама концентрация нейтронов будет меньше, чем при чистом замедлении (рис. 6.1).

Величина, определяющая среднее перемещение нейтрона от источника при замедлении до данного значения энергии (в частности, до тепловой 0,038 эВ), называется длиной замедления (L_S). На практике часто пользуются величиной квадрата длины замедления $L_S^2 = \tau$, называемой «возрастом» нейтронов. Из теории замедления «возраст» определяется выражением:

$$\tau = \int_E^{E_0} \frac{dE}{3\xi\sigma_s\sigma_r N^2 E}, \quad (6.1)$$

где σ_s – сечение рассеяния нейтронов; σ_{tr} – сечение переноса $\sigma_{tr} = \sigma_s (1 - \overline{\cos\theta})$; $\overline{\cos\theta} = \frac{2}{3}$ – среднее значение косинуса угла рассеяния; N – число ядер вещества в 1 см^3 .

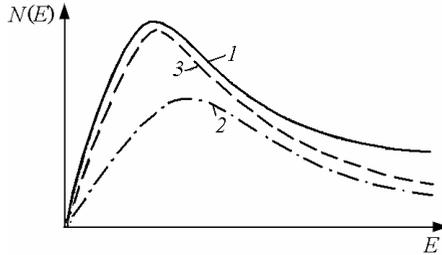


Рис.6.1. Спектр замедленных нейтронов в воде при отсутствии поглощения (1), при наличии поглощения (2) и распределение Максвелла (3)

В теории возраста процесс замедления описывается уравнением

$$\nabla^2 q(\vec{r}, \tau) = \frac{\partial q}{\partial \tau},$$

где $q(x, y, z, \tau)$ – плотность замедленных нейтронов, т.е. число нейтронов в 1 см^3 в точке (x, y, z) , которое за 1 с принимает при замедлении значение энергии E . Для точечного моноэнергетического источника в бесконечной среде решение уравнения возраста имеет вид:

$$q(\vec{r}, \tau) = \frac{Q \times \exp\left(-\frac{r^2}{4\tau}\right)}{(4\pi\tau)^{3/2}},$$

где Q – выход нейтронов из источника. Прологарифмировав обе части равенства, получим:

$$\ln q(\vec{r}, \tau) = \ln\left(\frac{Q}{(4\pi\tau)^{3/2}}\right) - \frac{r^2}{4\tau}.$$

Построив зависимость $\ln q(\vec{r}, \tau) = f(r^2)$, можно определить

$$\tau = \frac{1}{2} \text{tg} \alpha, \quad (6.2)$$

где α – угол наклона прямой – зависимости $\ln q(\vec{r}, \tau) = f(r^2)$.

Следует иметь в виду, что возрастное приближение применимо

только при следующих предположениях: нейтроны испытывают большое количество соударений и в каждом из них передают энергию ядру вещества среды небольшими порциями. В случае водородосодержащих сред это приближение применимо только тогда, когда используются полученные из эксперимента значения τ .

Распределение плотности нейтронов возраста τ удобнее получать с помощью какого-либо детектора, у которого сечение поглощения нейтронов имеет резонансный характер, в частности, применяя индиевые фольги, обладающие большим сечением поглощения нейтронов при энергии $E_{\text{рез}} = 1,44$ эВ.

На практике обычно требуется знание τ для тепловых нейтронов. Для оставшегося интервала энергии (1,44 – 0,025 эВ) τ можно рассчитать по формуле (6.1), предположив, что величина σ_s на данном интервале не зависит от энергии:

$$\Delta\tau = \int_{E_t}^{E_{\text{рез}}} dE / 3\xi\sigma_s\sigma_{tr}N^2 E = \ln E_{\text{рез}} / E_t / 3\xi\sigma_s\sigma_{tr}N^2, \quad (6.3)$$

где E_t – энергия теплового движения. Тогда

$$\tau(E_t) = \tau(E_{\text{рез}}) + \Delta\tau$$

Средняя скорость изменения логарифма энергии нейтрона

$$d \ln E / dt = v\sigma_s\xi N, \quad (6.4)$$

где v — скорость нейтрона. Произведение $v\sigma_s\xi N$ дает число столкновений нейтронов за время dt . Проинтегрировав обе части равенства (6.4), получим

$$i_{\text{зам}} = \int_E^{E_0} dE / \xi v\sigma_s N E = \frac{\sqrt{2m}}{\xi\sigma_s N} \left(\frac{1}{\sqrt{E}} - \frac{1}{\sqrt{E_0}} \right)$$

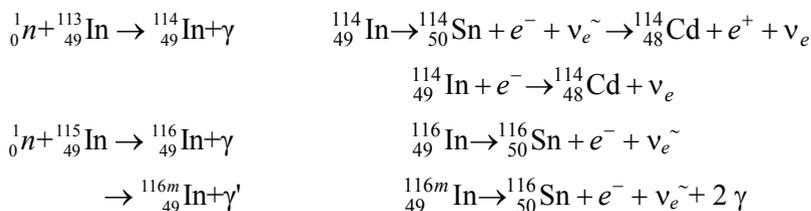
Нейтроны, замедлившись в среде до тепловой энергии, начинают в ней диффундировать до тех пор, пока не поглотятся атомами среды или не уйдут через ее поверхность. Среднее расстояние, проходимое нейтроном от места, где он стал тепловым, до места, где он захвачен атомом, называется длиной диффузии L . Диффузия нейтронов плоского изотропного источника тепловых нейтронов в бесконечной среде описывается уравнением:

$$\Phi = \Phi_0 \exp(-r/L),$$

где Φ – поток тепловых нейтронов. Построив зависимость $\ln\Phi = f(r)$, можно найти величину L по тангенсу угла наклона прямой.

Плотность распределения тепловых нейтронов (0,44 – 0,025 эВ) в воде можно найти экспериментально по разности наведенной активности индиевой фольги, покрытой кадмиевым экраном и без него, поскольку кадмий обладает большим сечением поглощения тепловых нейтронов (около 2500 барн).

Экспериментально распределение плотности потока нейтронов с резонансными и тепловыми энергиями на расстоянии r от источника можно найти, активируя фольги, обладающие большим сечением поглощения нейтронов. В данной работе в качестве активируемых фольг выбраны индиевые фольги, которые в результате активации приобретают активность. Ядерные реакции активации и последующего распада продуктов реакций следующие (см. лаб.5):



Как видно из реакций, образуются два радиоактивных изотопа индия, причем изотоп ${}^{116}\text{In}$ образуется как в основном, так и в возбужденном состоянии. Концентрация изотопа ${}^{114}\text{In}$ обычно не превышает 3% от содержания ${}^{116}\text{In}$, поэтому исследуется, как правило, соотношение концентраций ${}^{116}\text{In}$ в основном и возбужденном состояниях. Сечение образования основного состояния можно определить по формуле:

$$\sigma_k = \sum w_i \sigma_{ik}, \quad (6.5)$$

где w_i – вероятность нейтрону принадлежать к i -й энергетической группе; σ_{ik} – вероятность образования k -го состояния ядра нейтронами i -й энергетической группы.

Если известно сечение образования k -го состояния нейтронами с энергией E_0 , то для нейтронов с энергией E его можно с хорошей точностью определить по формуле

$$\sigma_k(E) = \sigma_k(E_0) \cdot \left(\frac{E_0}{E}\right)^{1/2}, \quad (6.6)$$

Индекс i означает принадлежность нейтрона к i -й энергетической группе. Суть разбиения нейтронов на группы заключается в том, что взаимодействие нейтронов, обладающих энергиями от $E_{i\min}$ до $E_{i\max}$ с веществом, отождествляется с взаимодействием с веществом нейтронов с энергией

$$\frac{E_{i\min} + E_{i\max}}{2}.$$

Из формулы (6.6) следует, что соотношение концентраций ядер ^{116}In в основном и возбужденном состояниях зависит от спектра замедленных нейтронов. Например, при увеличении доли относительно медленных нейтронов в общем потоке концентрация ядер ^{116}In в основном состоянии увеличивается. Таким образом, исследование изомерии дает дополнительный инструмент изучения замедления нейтронов.

Экспериментально соотношение концентраций ядер в основном и возбужденном состоянии можно определить следующим образом. Переход между основными состояниями ядер ^{116}In и ^{116}Sn разрешен и протекает относительно быстро (период полураспада – 13 с), переход между возбужденным ^{116}In и основным ^{116}Sn состояниями является запрещенным, и в связи с этим распад из возбужденного состояния сопровождается испусканием двух фотонов и меньшим энерговыделением, протекая с характерным периодом полураспада 54 мин. Поэтому, измеряя активности короткоживущего и долгоживущего изотопов, можно определить соотношение их концентраций и, следовательно, выделить группы нейтронов с соответствующими средними энергиями, используя для этого формулу (6.6).

При расположении фольги на небольшом расстоянии от источника (меньше длины замедления) можно рассмотреть два случая. Например, расположим на небольшом расстоянии от источника ^{252}Cf индиевую фольгу. В случае A облучим ее потоком нейтронов, не помещая в кадмиевый фильтр. В случае B поместим фольгу в чехол из кадмия. Тогда в случае A наблюдаемая наведенная актив-

ность нуклидов фольги будет значительно больше, чем в случае *B*. Относительный вклад короткоживущего компонента, связанный с образованием основного состояния ^{116}In , будет больше также в случае *A*. Как сама активность, так и соотношение короткоживущего и долгоживущего компонентов зависят от расстояния между источником и фольгой. В случае *A* активность нуклидов на расстояниях, много больших длин замедления, но меньших длины диффузии, спадает по закону $1/r^2$, в случае *B* – на расстояниях, много больших длины замедления, обращается в нуль. Этот эффект связан с поглощением медленных нейтронов кадмиевым фильтром.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Описание экспериментальной установки

Экспериментальная установка представляет собой бак из нержавеющей стали размерами 30x40x40 см, заполненный водой. В баке на расстоянии 10 см от края и приблизительно на половине высоты находится радионуклидный источник нейтронов Pu-Be (или ^{252}Cf). Структурная схема и описание регистрирующей части установки приведены на рис. 5.2.

Распределение нейтронов в воде определяют с помощью индиевых фольг диаметром 2 см. Скорость распада радионуклида измеряют так: сначала активируют образец нейтронами в течение времени, много большего $T_{1/2}$ ($T_{1/2}$ – период полураспада основного состояния), а затем регистрируют акты распада радионуклидов с помощью регистрирующей установки.

Подготовка установки к работе

1. Ознакомиться с инструкцией к установке.
2. Включить установку, согласно инструкции.
3. Вынуть источник Pu-Be или ^{252}Cf из хранилища, и с помощью манипулятора и поместить его в контейнер с водой.
4. Измерить фон в течение 3–5 минут.

Задания

1. Измерение накопленной активности фольги и разном расстоянии между фольгой и источником нейтронов

1. Подготовить образцы индиевой фольги для измерений.

Внимание! Повторное использование фольги допустимо только после 20 мин выдержки после прекращения процесса облучения, длящегося в течение 5 мин (если образец облучался более 5 мин, то время выдержки должно быть больше, чем трехкратное время облучения).

2. Измерить остаточную активность индиевой фольги.

3. Поместить в контейнер с водой индиевую фольгу на расстоянии 20 см от источника и облучать ее в течение 5 мин.

4. Подготовить установку к измерению образца, задав на ней режим измерения активированного образца (сначала 20 измерений по 3 секунды, затем 3 измерения по 30 с). Подготовить предметный столик для размещения образца.

5. По окончании процесса активации поместить активированную индиевую фольгу на предметный столик детектора, задвинуть столик в детектор и начать измерение активности образца. При этом необходимо выждать 15 с от момента прекращения активации, до начала измерения.

6. После начала измерения активности первого образца повторить пп. 2–5 для расстояний между источником и фольгой 16, 13, 10, 8, 7, 6 и 5 см.

6. Провести измерения по пп. 2–6 с фольгой, помещенной в кадмиевый чехол.

7. После окончания измерения извлечь образец из детектора и обработать полученные результаты. Построить графики спада активностей.

8. Дать письменное заключения по полученным результатам.

II. Определение длин замедления и диффузии нейтронов

1. Определить активность долгоживущих радионуклидов. Поскольку активность долгоживущих нуклидов за (3×30) с существ-

венно не изменяется, за начальную активность можно принять определенную экспериментально среднюю скорость счета событий распада, измеренную за это время, за вычетом скорости счета фона.

2. Определить активность фольги, обусловленную нейтронами резонансной энергии:

$$N_{\text{рез}} = (N_{\text{Cd}} - N_{\text{фон}}) \pm \sqrt{N_{\text{Cd}} + N_{\text{фон}}},$$

где N_{Cd} – число распадов фольги, бывшей в кадмиевом чехле; $N_{\text{фон}}$ – число фоновых событий.

3. Определить активность фольги, обусловленную нейтронами тепловой энергии:

$$N_T = (N_{\text{общ}} - N_{\text{рез}} - N_{\text{ф.общ}}) \pm \sqrt{N_{\text{общ}} + (\delta N_{\text{рез}})^2 + N_{\text{ф.общ}}},$$

где $(\delta N_{\text{рез}})^2 = N_{\text{Cd}} + N_{\text{фон}}$; $N_{\text{ф.общ}}$ – число фоновых событий для фольга, не помещенной в кадмиевый чехол.

4. Построить графики зависимостей $N_{\text{рез}}(r)$ и $N_T(r)$. Дать письменную интерпретацию полученным данным.

5. Используя график зависимости $N_{\text{рез}}(r)$ построить функцию $\ln N_{\text{рез}}(r^2)$. Определить τ по формуле (6.2).

6. По формуле (6.4) определить $\Delta\tau_{\text{тепл}}$, приняв $\xi = 0,93$; $\sigma_S N = 2,78 \text{ см}^{-1}$; $\sigma_H N = 1,022 \text{ см}^{-1}$. Вычислить полное значение τ .

7. По формуле (6.6) рассчитать время замедления нейтронов от энергии 2,6 МэВ до тепловой $\sigma_S N = 1,585 \text{ см}^{-1}$.

8. Используя график $N_T(r)$, построить функцию $\ln N_T(r)$. Определить по тангенсу угла наклона прямой длину диффузии L .

III. Определение спектрального состава потока нейтронов

1. Расчет проводится в двухгрупповом приближении. При расчетах принять $E_{1\text{max}} = 200 \text{ кэВ}$, $E_{2\text{max}} = 2,6 \text{ МэВ}$.

2. Определить активность короткоживущих радионуклидов индия. Для этого необходимо построить график зависимости логарифма скорости счета от времени при цене деления временной шкалы 3 с, вычесть фон и экстраполировать график в момент $t = 0$. Таким способом можно определить начальную концентрацию ак-

тивных ядер и по тангенсу угла наклона прямой – скорость распада. Зная обе эти величины, определить начальную активность.

3. По концентрации ядер в основном и возбужденном состояниях, определить отношение вероятностей нейтрону находиться в первой и второй энергетических группах, пользуясь условием нормировки и формулой (6.6), найти эти вероятности для всех положений фольги. Принять: $\sigma_1(E_T) = 52$ б, $\sigma_2(E_T) = 145$ б, $\sigma_1(E = 1 \text{ МэВ}) = 57$ мб, $\sigma_2(E = 1 \text{ МэВ}) = 166$ мб. В дальнейших расчетах использовать формулу (6.6).

4. Подставив результаты расчетов в формулу (6.6) и воспользовавшись очевидной связью $w_1 + w_2 = 1$ (нейтрон обязан принадлежать хоть к одной энергетической группе), найти константы w_1 и w_2 из системы:

$$\begin{cases} w_1\sigma_{11} + w_2\sigma_{21} = N_{10} \\ w_1\sigma_{12} + w_2\sigma_{22} = N_{20} \\ w_1 + w_2 = 1 \end{cases}$$

где N_{10} и N_{20} – концентрации короткоживущего и долгоживущего нуклидов в начальный момент времени.

5. Построить график зависимости концентрации ядер короткоживущего состояния от расстояния для фольг, помещенных и не помещенных в чехол.

6. Сравнить полученные результаты с качественными теоретическими предсказаниями и описать характер замедления нейтронов различных энергетических групп. Дать письменное заключение на полученные результаты.

Вопросы для самоконтроля

1. Какому закону подчиняется зависимость сечения поглощения нейтрона от энергии?

2. Начертите энергетический спектр замедленных нейтронов в тяжелой и обычной воде и объясните его вид.

3. Почему относительная концентрация короткоживущего изотопа ^{116}In на малых расстояниях от источника меньше, чем на больших?

4. Как изменится сечение поглощения нейтронов, когда их энергия будет много больше резонансной?
5. Почему возрастное приближение к замедлению нейтронов в воде применимо только в модернизированном виде?
6. На каком принципе основана регистрация нейтронов?

Лабораторная работа 7

РАСЧЕТ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОТОКОВ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ЕГО ОБРАТНОМ РАССЕЯНИИ

Цель работы: изучение процессов обратного рассеяния гамма-излучения в различных средах.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Альbedo гамма-излучения, определение и основные характеристики

Альbedo называется физическая величина, показывающая, какую часть от полного потока (или тока), падающего излучения составляет обратно рассеянное (отраженное) излучение:

Под обратно рассеянным излучением понимается та часть падающего на образец потока или тока фотонов, которая выходит с его поверхности. Из этого следует, что угол, образуемый вектором импульса отраженного фотона с внешней нормалью к той поверхности, на которую падает первичное излучение, имеет величину, меньшую $\pi/2$ (рис. 7.1).

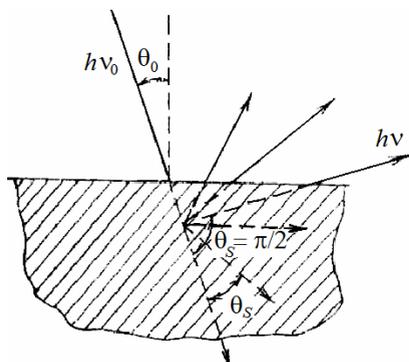


Рис. 7.1. К определению альbedo гамма-излучения ($h\nu_0$ – энергия падающего фотона, $h\nu$ – энергия рассеянного фотона, θ_0 – угол падения, θ_s – угол рассеяния)

Различают, прежде всего, *токовое* и *потокное* альbedo. Они определяются следующим образом.

Пусть на площадку S_0 на поверхности образца падает пучок фотонов под углом θ_0 к нормали, с энергией E_0 ($h\nu_0$) и общим числом фотонов N_0 в секунду, а в выбранном направлении θ эту площадку пересекает N фотонов в секунду с энергией $h\nu$.

Плотность потока налетающих фотонов вблизи поверхности равна $\frac{N_0}{S_0} \cdot \cos\theta_0$, а плотность потока отраженных фотонов равна

$\frac{N}{S_0} \cdot \cos\theta$. Тогда доля рассеянного излучения под углом θ для моно-

направленного потока – отношение $\frac{N \cdot \cos\theta_0}{N_0 \cdot \cos\theta}$ – называется *дифференциальным числовым потокным альbedo*.

Соответственно, ток падающего излучения через площадку S_0 можно определить по

формуле $\frac{N_0}{S_0}$, а ток отраженного излучения – $\frac{N}{S_0}$. Доля тока отра-

женного излучения равна $\frac{N}{N_0}$ и называется *дифференциальным*

числовым токовым альbedo. Из приведенных рассуждений ясно, что токовое и потокное альbedo должны быть связаны отношением

$$a_{\text{пот}} = a_{\text{ток}} \frac{\cos\theta_0}{\cos\theta}.$$

Интегральным числовым альbedo называется физическая величина, получаемая при интегрировании дифференциального альbedo по всем значениям углов θ_0 и θ .

Помимо числового дифференциального альbedo в работе используется понятие *спектрального дифференциального альbedo*, которое представляет собой спектрально-угловое распределение обратно рассеянного излучения

$$a_c(E, \theta, \theta_0) = \frac{n(E, \theta, \theta_0)}{N_0},$$

где $n(E, \theta, \theta_0)$ – число фотонов с энергией E , рассеянных под углом θ .

Следует отметить, что токовое альbedo $a_{\text{ток}}$ определяется также величиной угла θ_0 – угла падения первичного фотона на поверхность образца. Эта зависимость сохраняется в том случае, если импульс налетающего фотона имеет выделенное направление. В случае, если источник испускает фотоны изотропно, этой зависимости не будет.

Для понимания физической картины зависимости альbedo от энергии излучения и различных характеристик вещества рассеивателя рассмотрим сначала характеристики альbedo от источника мононаправленного излучения. Рассмотрим случай интервал энергий падающих фотонов ($0,3 \text{ МэВ} \leq E \leq 1,5 \text{ МэВ}$) и не слишком тяжелые среды ($Z \leq 50$). Тогда можно считать, что наиболее вероятным процессом взаимодействия падающих фотонов с веществом является комптон-эффект. Из законов сохранения импульса и энергии следует, что E_0 – энергия падающего фотона и E_S – энергия рассеянного фотона связаны соотношением:

$$E_S = \frac{E_0}{1 + E_0 \frac{(1 - \cos\theta_S)}{m_e c^2}},$$

где θ_S – угол, образованный векторами импульсов рассеянного и первичного фотонов.

Энергия рассеянного фотона E_S уменьшается с ростом θ_S и с ростом E_0 стремится к величине, равной $0,511/(1 - \cos\theta_S)$ МэВ при $\theta_S \gg 0,511/E_0$.

Например, если $\theta_S = \pi$, то при больших энергиях первичного излучения $E_0 \gg m_e c^2$ величина $E_S = 0,255$ МэВ. При многократном рассеянии гамма-излучения его энергия убывает, поэтому получается значение $E'_S < E_S$. Характерные спектры альbedo фотонов с энергиями $E_0 = 1$ и 2 МэВ при $\theta_0 = 0$ приведены на рис. 7.2.

Максимум числа фотонов в районе $0,255$ МэВ для энергии первичных фотонов 1 МэВ свидетельствует о том, что решающий вклад в альbedo фотонов вносят процессы однократного рассеяния. О роли тех же процессов (при $\theta_0 \neq 0$) свидетельствует наличие фотонов с энергией в интервале $0,3$ – $0,4$ МэВ. Следует также отме-

тить, что в спектре присутствует некоторое количество рассеянных фотонов, энергия которых не превышает 0,1 МэВ.

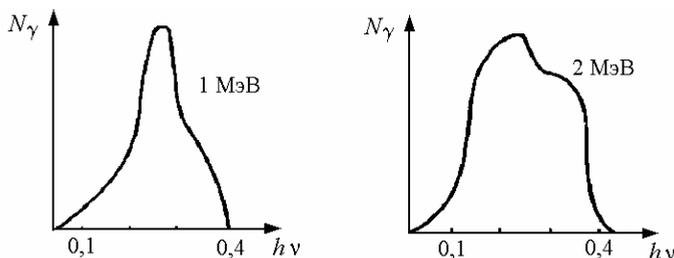


Рис. 7.2. Зависимость числа фотонов альbedo от энергии (1 и 2 МэВ) рассеянного излучения ($h\nu$ – энергия рассеянного фотона; N_γ – число фотонов альbedo)

Это указывает на то, что процессы многократного рассеяния фотонов в толстых мишенях играют заметную роль. При увеличении энергии первичных фотонов, сопровождаемом уменьшением альbedo, вклад высоко энергетического обраторассеянного излучения возрастает, что обусловлено увеличением вероятности выхода излучения, претерпевшего многократное рассеяние на малые углы.

Небольшой вклад в альbedo фотонов с энергией 0,511 МэВ при начальной энергии 2 МэВ может быть связан не только с процессами рассеяния гамма-излучения, но и с эффектом аннигиляции позитронов, образовавшихся при рождении пары электрон–позитрон. В веществе с атомами, имеющими малые и средние Z , этот эффект еще незначителен, поэтому им можно пренебречь.

Зависимость альbedo фотонов от толщины мишени можно понять, если учесть, что помимо увеличения числа фотонов за счет роста вероятности рассеяния увеличивается и вероятность поглощения фотонов, т.е. зависимость $a(x)$ выходит на насыщение (рис.7.3).

Зависимость альbedo от плотности, ρ или атомного номера элементов среды Z в данном диапазоне энергий определяется конкуренцией двух последующих различных процессов, которые должны быть характерны для однократно рассеянных фотонов: повторного рассеяния и фотоэффекта.

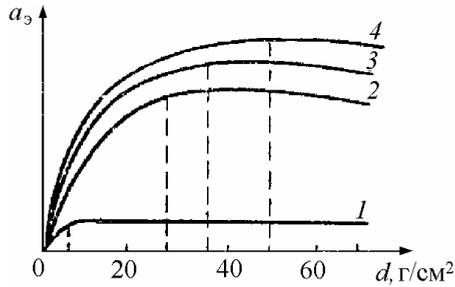


Рис. 7.3 Зависимость энергетического альbedo a_3 фотонов от толщины рассеивателя d :
 1 – в свинце; 2 – в железе; 3 – в алюминии; 4 – в плексигласе

При увеличении атомного номера Z элементов среды, пока не происходит существенного роста вероятности фотоэффекта на рассеянном излучении, должно наблюдаться увеличение вероятности обратного рассеяния, так как сечение комптон-эффекта пропорционально $\rho Z/A$. По этой же причине для этих атомных номеров вероятность обратного рассеяния увеличивается с ростом плотности ρ . В том же случае, когда вероятность фотоэффекта для рассеянного излучения становится заметной, может наступить уменьшение выхода обратно рассеянного излучения с ростом атомного номера Z .

Зависимость альbedo от энергии первичных фотонов определяется тем, что при увеличении их энергии сечение комптоновского рассеяния уменьшается. По этой же причине уменьшается и альbedo.

Наконец, зависимость альbedo от угла θ_0 , прежде всего, его спектрального состава, целиком определяется ростом энергии рассеянного излучения с уменьшением угла рассеяния. Поэтому следует отметить, что если источник гамма-излучения изотропный и имеет энергию 1 МэВ, то максимум энергетического спектра отраженных фотонов становится достаточно широким и может простираться от 0,255 до 0,511 МэВ. Дальнейшие заключения о виде спектра альbedo гамма-излучения можно сделать только при учете конкретной геометрии источника, отражателя и детектора рассеянного гамма-излучения.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Описание установки

Эксперимент проводится на установке, ранее описанной в работе 4. Источник и экран-отражатель расположены по одну сторону от детектора. В качестве экранов используются те же материалы, что и в работе 3, а в качестве детектора – сцинтилляционный кристалл NaI (Tl).

Подготовка установки к работе

1. Ознакомиться с инструкцией к анализатору импульсов.

Внимание! Пункт 2 выполнять только в присутствии преподавателя.

2. Включить анализатор, согласно инструкции. Установленные значения высокого напряжения и усиления сигнала занести в рабочий журнал.

3. Измерить фон в течение 3–5 минут.

4. Произвести калибровку анализатора.

5. С целью исключения из числа регистрируемых событий фоновых событий, отвечающие рассеянию фотонов окружающими предметами, необходимо установить нижний порог дискриминации сигнала на значении 0,1 МэВ. Для экспериментального определения энергии рассеянного излучения необходимо откалибровать шкалу анализатора. С этой целью:

1). Установить один из образцовых спектрометрических гамма источников (ОСГИ) (на практике часто используют источники ^{60}Co , ^{137}Cs , ^{22}Na) возле сцинтилляционного кристалла детектора. Расстояние между сцинтилляционным кристаллом и источником должно быть минимальным, т.е. источник должен располагаться вплотную к поверхности детектора.

2). Произвести с помощью анализатора набор спектра.

3). Определить канал, в котором находится фотопик, полученные значения занести в табл. 7.1.

4. Повторить пп. 1–3 для остальных источников ОСГИ.

Данные калибровочных экспериментов

Наименование источника	Энергия гамма-излучения, МэВ	Положение фотопика на анализаторе, канал
^{60}Co		
^{137}Cs		
^{22}Na		

5. Построить график зависимости номера канала, соответствующего фотопику, от энергии гамма-излучения. Дать письменное заключение о характере кривой.

6. Используя метод наименьших квадратов рассчитать тангенс угла наклона кривой и смещение относительно начала координат. Полученные результаты отразить в рабочем журнале.

Задания*1. Определение зависимости альбедо от плотности среды и атомного номера*

1. Положить источник ^{137}Cs в специальное отверстие защитного экрана на предметном столе.

2. Произвести набор спектра. Полученные результаты сохранить в файл.

3. Положить на предметный стол отражатель из «тяжелого» бетона и произвести набор спектра. Полученные результаты сохранить в файл.

4. Произвести набор спектров для отражателей из «легкого» бетона, железа и плексигласа (12 см).

5. Используя программу для анализа спектров произвести поканальное вычитание фонового спектра, полученного в пункте 2, из спектров с отражателями. Полученные спектры занести в рабочий журнал и дать им письменную интерпретацию.

II. Определение зависимости альbedo от толщины отражателя

1. Не меняя положение источника и детектора произвести измерения спектров рассеянных фотонов и обработать полученные результаты согласно п.п. 3 и 5 задания I для толщины полиметилметакрилата 2, 4, 6 и 12 см.
2. Дать письменную интерпретацию полученным результатам.

III. Определение зависимости альbedo от энергии гамма-излучения источника

Внимание ! Пункт 1 выполнять только в присутствии преподавателя.

1. Поместить источник ^{60}Co на место источника ^{137}Cs .
2. Произвести измерения и обработку их результатов по пп. 2–5 заданий I и II для источника ^{60}Co .

Вопросы для самоконтроля

1. Что такое альbedo гамма-излучения?
2. Как связаны токовые и потоковые альbedo?
3. Почему на экспериментальном спектре альbedo для фотонов с энергией 0,5–2 МэВ существует максимум? Чему он соответствует?
4. Почему на экспериментальном спектре альbedo для энергий больше 2 МэВ появляется еще один максимум? Каково его физическое происхождение?
5. Почему плотность потока рассеянного излучения зависит от атомного номера среды немонотонным образом?
6. Как зависит альbedo от Z химических элементов среды - отражателя? От толщины слоя вещества? От плотности?
7. Каков принцип алгоритма физического моделирования процессов обратного рассеяния?

Лабораторная работа 8 СПЕКТРАЛЬНЫЙ СОСТАВ ИЗЛУЧЕНИЯ ИСТОЧНИКОВ НЕЙТРОНОВ

Цель работы: Изучение спектрального состава излучения источников нейтронов с помощью многослойного детектора нейтронов.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Исследуемые источники нейтронов и их характеристики

С точки зрения использования нейтронных источников в науке и технике желательно, чтобы они имели следующие характеристики:

- 1) выход нейтронов не менее $10^6 \div 10^7$ нейтрон/с;
- 2) спектр нейтронов должен иметь относительно простую форму, идеальной формой должна быть монолиния;
- 3) спектры разных источников должны быть сравнимы между собой;
- 4) незначительный вес и определённые (лучше простые) геометрические формы (точка, кольцо, стержень и т.д.);
- 5) потоки сопутствующего излучения (фотоны, α -частицы, протоны, вторичные нейтроны и т.д.) не должны быть слишком велики;
- 6) характеристики источников для разных технологий изготовления должны быть воспроизводимы.

Из существующих стандартных источников ни один не удовлетворяет всем этим требованиям.

Известны следующие типы источников нейтронов:

- 1) радионуклидные (ампульные) источники;
- 2) ускорители;
- 3) нейтронные генераторы;
- 4) реакторы: а) промышленные и б) исследовательские, как непрерывные, так и импульсные;
- 5) плазменные ловушки.

В настоящей работе исследуется спектр нейтронов, получаемых с помощью нейтронного генератора и нескольких радионуклидных источников с различными спектрами.

Радионуклидные источники нейтронов испускают их благодаря различным ядерным реакциям. Наиболее распространенные из них – реакции спонтанного деления и (α, n) . Отличительной особенностью этих реакций является непрерывный спектр образующихся в них нейтронов.

Нейтроны деления образуются либо в результате ядерных реакций нейтронов или фотонов с ядрами тяжёлых нуклидов, либо в актах спонтанного деления.

Выход нейтронов спонтанного деления U или Pu слишком мал для того, чтобы использовать их в качестве источника.

В настоящее время большое распространение получили источники нейтронов, генерируемых в актах спонтанного деления ^{252}Cf . Спектр этих нейтронов мало отличается от спектра нейтронов U, но при детальном рассмотрении видно, что они содержат относительно большее число нейтронов с высокими энергиями.

Спектр нейтронов деления ^{235}U или ^{239}Pu имеет максимум спектра в интервале 0,6 – 0,8 МэВ. Среднее значение энергии (взятое обычным способом – путём интегрирования по спектру) около 2 МэВ: $2,26 \pm 0,04$ МэВ для ^{252}Cf . Спектр нейтронов спонтанного деления ядра ^{252}Cf приведен на рис. 8.1.

При энергии выше 2–3 МэВ спектр имеет вид экспоненты, причём число нейтронов убывает в 10 раз с увеличением энергии на 4 МэВ.

В грубом приближении для $E > 3$ МэВ спектр может быть аппроксимирован

$$\varphi(E) = \text{const} \cdot \exp(-kE),$$

где $k = 0,67$ МэВ $^{-1}$ (Cf), $k = 0,76$ МэВ $^{-1}$ (U).

Число нейтронов на распад достигает 3,8, а фотонов – около 3. Выход нейтронов составляет $2,7 \cdot 10^{12}$ с $^{-1}$ в расчёте на 1 г ^{252}Cf . Зависимость выхода от времени определяется α -распадом, период полураспада составляет 2,6 года. Как видно из рисунка, этот спектр очень похож на распределение Максвелла с весьма высокой температурой.

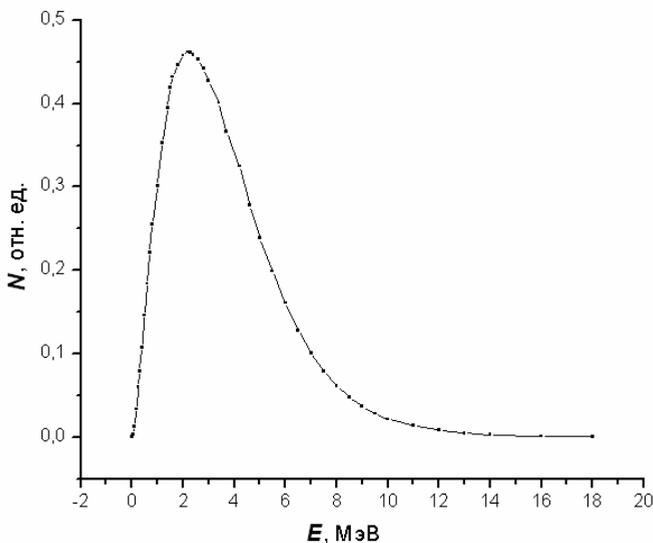


Рис. 8.1. Спектр нейтронов, образовавшихся в результате спонтанного деления ядра ^{252}Cf

В лабораторной практике (α, n) источники нашли обширное применение. Бомбардировка Ве альфа-частицами привела к открытию нейтрона. Существуют две ветви реакции на Ве:

- 1) ${}^9\text{Be} + \alpha = {}^{12}\text{C} + n + 5,708 \text{ МэВ}$;
- 2) ${}^9\text{Be} + \alpha = {}^{12}\text{C}^* + n + 1,29 \text{ МэВ}$.

Во второй ветви ядро углерода образуется в возбуждённом состоянии, которое снимается испусканием фотона с энергией 4,42 МэВ.

Реакция экзоэнергетическая. Высокое значение энергии реакции позволяет получить нейтроны с энергией до 10,7 МэВ при использовании α -частиц с энергией от 2 до 5 МэВ. При меньшей энергии выход уменьшается на 2 порядка.

В лабораторных условиях в качестве α -источника используют Ra и его дочерние продукты: Po и особенно часто Pu. Как правило Ве-мишень имеет значительную толщину по сравнению с пробегом α -частиц.

Спектр нейтронов (α, n) источника непрерывен, имеет сложный вид. Энергия нейтронов меняется от 0,1 до 12 МэВ.

Примером получения нейтронов благодаря (α, n) реакции является источник $^{238}\text{Pu-Be}$, в котором происходят следующие превращения: $^{238}_{94}\text{Pu} \rightarrow ^{234}_{92}\text{U} + ^4_2\text{He}$; $^4_2\text{He} + ^9_4\text{Be} \rightarrow ^{12}_6\text{C} + ^1_0\text{n}$. Благодаря им спектр испущенных нейтронов имеет вид, представленный на рис.8.2.

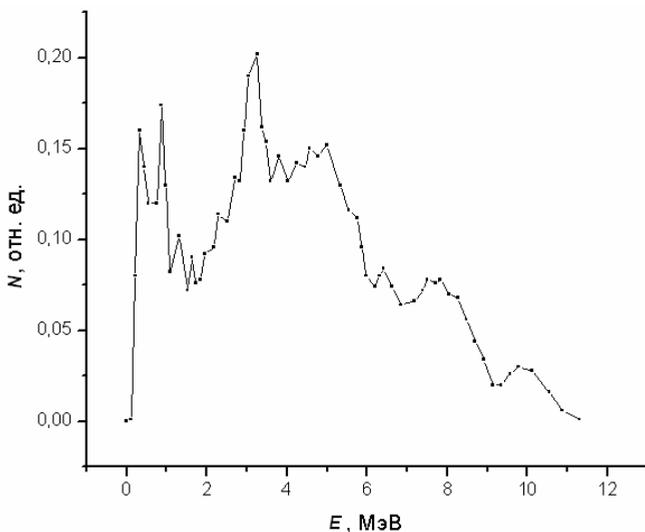


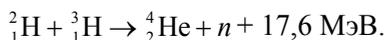
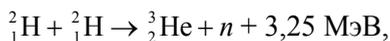
Рис. 8.2. Спектр нейтронов, получающихся в результате превращений в источнике $^{238}\text{Pu-Be}$.

Недостатками (α, n) источников являются:

- сплошной сложный спектр;
- наличие сопутствующего гамма-излучения;
- для некоторых — маленький период полураспада

Радионуклидные источники позволяют получить нейтроны с непрерывным спектром. Моноэнергетические нейтроны можно получить с помощью нейтронных генераторов.

Действие нейтронного генератора основано на реакции синтеза легких ядер. Обычно используются реакции синтеза изотопов водорода ^2_1H и ^3_1H :



Реакции синтеза легких ядер энергетически выгодны потому, что удельная энергия связи легких ядер растет с ростом атомного номера Z . Энергия связи нейтрона для промежуточного ядра ${}^5_2\text{He}$, образующегося в результате второй из реакций синтеза, отрицательна, а энергия связи нейтрона в промежуточном ядре ${}^4_2\text{He}$, хотя и положительна, но меньше той энергии возбуждения, которую получает ядро в результате реакции синтеза двух дейтронов.

Реакции возбуждаются очень легко и уже при $E_d = 50$ кэВ дают заметный выход нейтронов. Наибольшее значение энергии нейтроны имеют при их вылете по направлению импульса падающего дейтрона. Из законов сохранения импульса и энергии для реакции (d,d) можно получить соотношение

$$E_n = \frac{3}{4}E + \frac{1}{4}E_d + \frac{1}{2}\cos\theta\sqrt{2E_dE_n},$$

где E_n – кинетическая энергия нейтрона, E_d – кинетическая энергия дейтрона, E – энергия реакции. Найденную таким образом зависимость кинетической энергии нейтронов от угла их вылета иллюстрирует рис. 8.3.

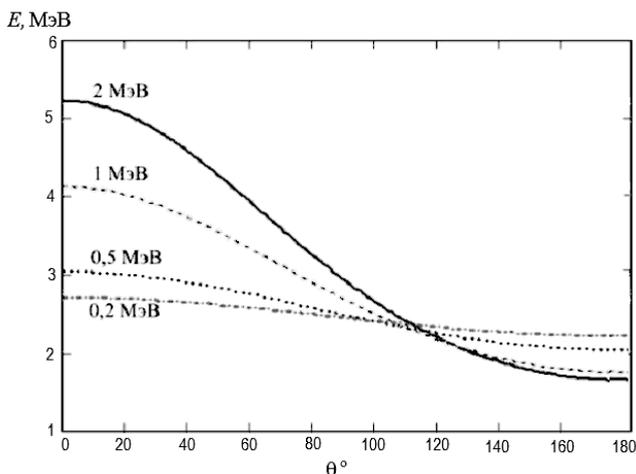


Рис. 8.3. Зависимость кинетической энергии нейтронов от угла их вылета (E_n – кинетическая энергия нейтрона, θ – угол между направляющими импульсов нейтрона и налетающего дейтрона, подписи у кривых)

означают энергии дейтронов)

Из рисунка видно, что при энергиях дейтронов, меньших 0,2 МэВ, угловая зависимость энергии полученных нейтронов практически отсутствует, т.е. получается моноэнергетический пучок нейтронов.

Для ускорения дейтронов необходимо, прежде всего, ионизировать атомы дейтерия, которые обычно используются в качестве возбуждателей ядерной реакции синтеза. Это достигается путем нагрева атомов, при этом методы реализации нагрева могут быть различны.

Таким образом, нейтронный генератор состоит из ионного источника, ускорительной трубки, мишени-конвертора из трития или дейтерия и блока питания.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Экспериментальная установка

Структурная схема экспериментальной установки приведена на рис 8.4. Она состоит из источника нейтронов, детектора нейтронов, источников питания и системы сбора информации, включающей ПК. В качестве источника нейтронов могут использоваться радионуклидные источники с замедлителем и без и нейтронный генератор типа ИНГ-01 с дейтериевой мишенью, устройство которого будет рассмотрено ниже. Система сбора информации также описана ниже.

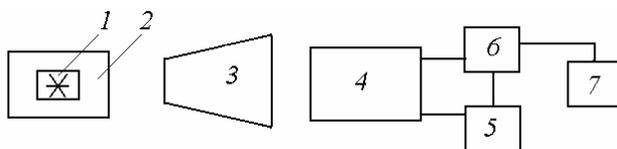


Рис. 8.4. Структурная схема установки:

- 1 – источник излучения, 2 – замедлитель нейтронов,
- 3 – теневой конус, 4 – многослойный детектор нейтронов,
- 5 – источник питания, 6 – система сбора и обработки информации (ИСИС), 7 – персональный компьютер

Структурная схема генератора

Структурная схема генератора показана на рис.8.5. Генератор состоит из двух отдельных блоков: устройства управления и излучателя нейтронов.

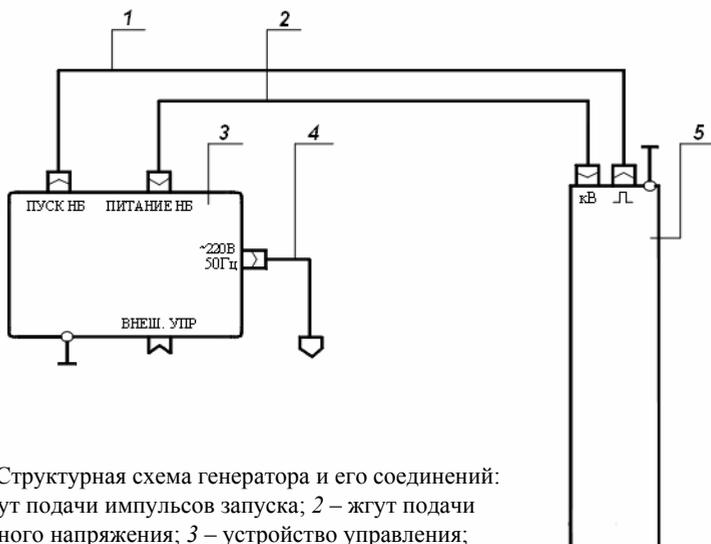


Рис. 8.5 Структурная схема генератора и его соединений:

- 1 – жгут подачи импульсов запуска;
- 2 – жгут подачи зарядного напряжения;
- 3 – устройство управления;
- 4 – сетевая кабель;
- 5 – излучатель нейтронов

Устройство управления является прибором настольного типа; оно может быть помещено также в приборную стойку. Устройство управления выполнено в металлическом корпусе прямоугольной формы, размеры которого составляют (В×Ш×Г) 160×450×400 мм.

Расположение и назначение элементов управления на лицевой панели показаны на рисунке 8.6.

Излучатель нейтронов состоит из нагревателя, ускорителя дейтронов и мишени. Нагреватель обеспечивает ионизацию дейтронов, направляемых далее ускоряющим напряжением на мишень. Пучок дейтронов, ускоренный до энергии, необходимой для протекания реакции синтеза, взаимодействует далее с веществом мишени по реакциям, показанным выше. В данной работе используется дейтериевая мишень. Следует подчеркнуть, что угловое распределение

нейтронов изотропно, поэтому любой детектор нейтронов, расположенный под произвольным углом к направлению движения нейтронов, их зарегистрирует.

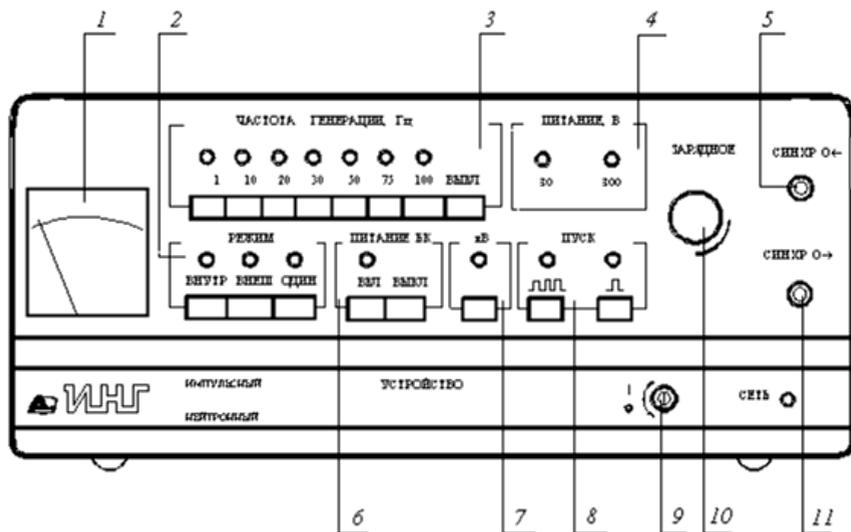


Рис. 8.6. Вид лицевой панели:

- 1 – стрелочный киловольтметр для контроля зарядного напряжения;
- 2 – переключатель РЕЖИМ с клавишами и световыми индикаторами (ВНУТР устанавливает режим с фиксированной частотой запуска, выбранной на переключателе ЧАСТОТА ГЕНЕРАЦИИ; ВНЕШ – устанавливает режим с произвольной частотой запуска от внешнего источника; ОДИН – устанавливает режим одиночных импульсов); 3 – переключатель выбора частоты ЧАСТОТА ГЕНЕРАЦИИ с клавишами "1", "10", "20", "30", "50", "75", "100", клавишей отключения и световыми индикаторами; 4 – световые индикаторы ПИТАНИЕ, В "30", "300" для контроля напряжения питания; 5 – вход СИНХР \leftarrow для подачи внешнего запускающего сигнала; 6 – клавишный переключатель ПИТАНИЕ БК и световой индикатор; 7 – клавиша кВ для включения зарядного напряжения и световой индикатор; 8 – переключатель режима работы ПУСК с клавишами "ЛЛЛ" (частотные режимы) и "Л" (режим одиночных импульсов) и световые индикаторы; 9 – гнездо замка включения и выключения питания устройства управления и световой индикатор СЕТЬ; 10 – ручка ЗАРЯДНОЕ НАПРЯЖЕНИЕ для регулировки зарядного напряжения, подаваемого к излучателю нейтронов; 11 – выход СИНХР \rightarrow для вывода импульса синхронизации с целью согласования с контрольно-измерительной аппаратурой

Нейтронный генератор, используемый в работе, обеспечивает следующие режимы:

- а) режим генерации одиночных импульсов нейтронов;
- б) частотный режим с фиксированными значениями частоты следования импульсов нейтронов: 1, 10, 20, 30 Гц – для ИНГ-01; 1, 10, 20, 30, 50 Гц – для ИНГ-013;
- в) частотный режим при запуске от внешнего источника сигналов с произвольными значениями частоты запуска не более 30 Гц – для ИНГ-01 и не более 50 Гц – для ИНГ-013

Длительность каждого импульса нейтронов на уровне 0,1 амплитуды импульса - в диапазоне от 0,7 до 1,2 мкс.

Регистрация нейтронов и измерение их энергии. Многослойный детектор нейтронов

Регистрация нейтронов осуществляется с помощью многослойного детектора нейтронов. Многослойный детектор нейтронов (МДН) на основе гелиевых счетчиков нейтронов предназначен для оперативной оценки энергетического состава полей нейтронов с малой величиной плотности потока. МДН позволяет идентифицировать нейтронные источники с различными спектрами, что создает предпосылки его применения для контроля контейнеров с различными источниками нейтронов по их спектру.

Описание детектора

В состав МДН входят: многослойный регистрирующий блок, выполненный на основе ^3He -счетчиков медленных нейтронов типа «Гелий-4» и замедлителя быстрых нейтронов – полиэтилена; усилители-формирователи сигналов регистрирующих слоев; многоканальный усилитель мощности; блок высоковольтного преобразователя для питания счетчиков (рис. 8.7). Кроме того, в состав регистрирующей аппаратуры входят электронный блок сбора, предварительной обработки и передачи данных в компьютер (ИСИС), а также персональный компьютер.

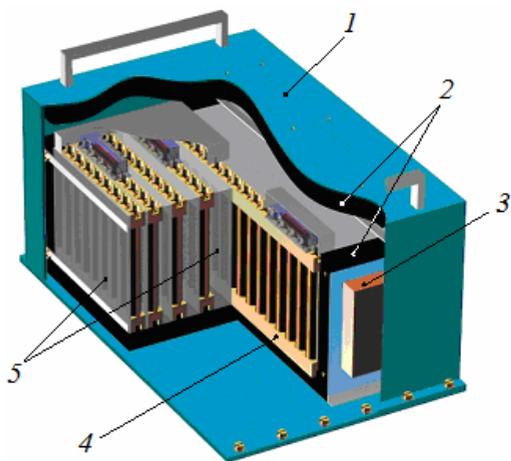


Рис. 8.7. Многослойный детектор нейтронов:
 1 – стальной корпус;
 2 – защитный слой из борированного полиэтилена;
 3 – блок электроники;
 4 – кассета с гелиевыми счетчиками; 5 – замедляющие слои из полиэтилена

Если на лицевую поверхность многослойного регистрирующего блока падает мононаправленный поток быстрых нейтронов, то нейтроны проникают внутрь вещества и замедляются.

Часть нейтронов рассеивается и выходит наружу; другая часть, замедлившись, захватывается ядрами водорода и ${}^3\text{He}$. Длина релаксации быстрых нейтронов спектра деления в полиэтилене составляет около 6 см, длина диффузии тепловых нейтронов – около 2,5 см. Это означает, что поток возникающих тепловых нейтронов вначале нарастает, достигает максимума и далее спадает с длиной релаксации быстрых нейтронов.

На рис. 8.8 приведено глубинное распределение тепловых нейтронов при облучении плоского барьера из полиэтилена моноэнергетическими нейтронами при их энергии от 5 эВ до 14 МэВ.

Если счетчики тепловых нейтронов, объединенные в слой, расположены перпендикулярно падающему потоку нейтронов на различных глубинах замедлителя, то распределение числа импульсов от регистрации нейтронов в каждом слое счетчиков будет зависеть от первоначальной энергии нейтронов и местоположения слоя. Данный эффект был положен в основу метода выделения энергетических групп в потоке первичных нейтронов и создания многослойного детектора нейтронов

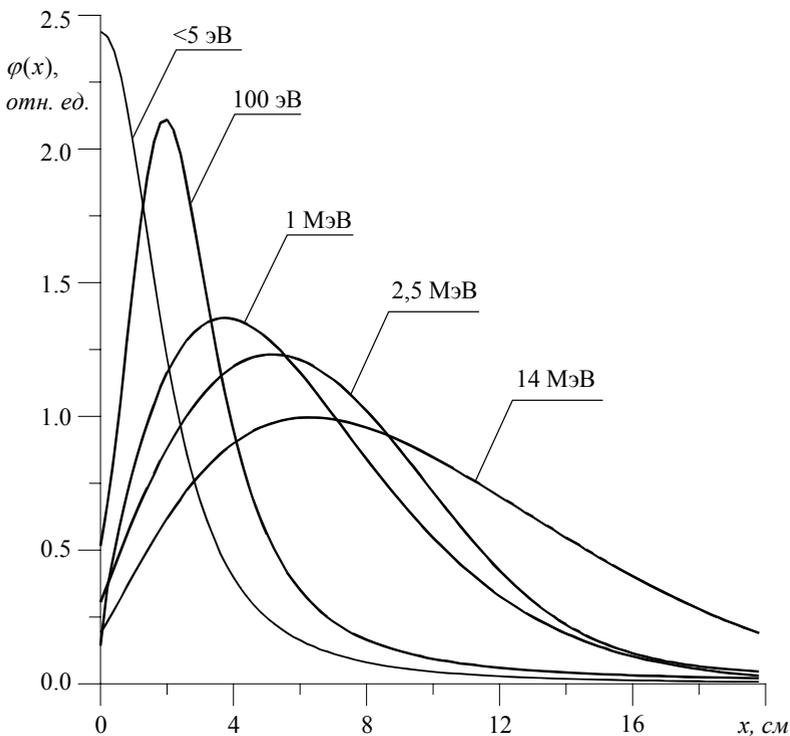


Рис. 8.8. Глубинное распределение тепловых нейтронов при облучении плоского барьера моноэнергетическими нейтронами

Регистрирующий блок МДН включает пять пар расположенных последовательно друг за другом однотипных регистрирующих слоев – кассет со счетчиками медленных нейтронов (4 на рис. 8.7) (по пять гелиевых счетчиков типа «Гелий-4» в каждой кассете), разделенных слоями замедлителя (полиэтилен) различной толщины (5 на рис. 8.7). После последнего регистрирующего слоя находится дополнительный слой замедлителя. Все стороны детектора, кроме лицевой, имеют защиту от нейтронов, выполненную из борированного полиэтилена толщиной 2,5 см – коллиматор (2 на рис. 8.7). С боковой и задней стороны МДН крепятся электронные блоки отбора электрических сигналов, преобразователь напряжения, усилители мощности и система сбора, предварительной обработки и пере-

дачи данных в персональный компьютер (3 на рис. 8.7). Лицевая сторона свободна. Каждый регистрирующий слой имеет индивидуальный отклик Q_i (где i – номер регистрирующего слоя), являющийся функцией зависимости чувствительности регистрации нейтронов от их энергии $S_i(E)$, попадающих в блок через лицевую поверхность

$$Q_i = \int_0^{\infty} S_i(E) \varphi(E) dE, \quad (8.1)$$

где $\varphi(E)$ – плотность потока нейтронов падающего на лицевую поверхность детектора. Восстановление энергетического распределения потока нейтронов осуществляется с помощью специально разработанного программного обеспечения «NeGa».

Одновременная регистрация откликов всех регистрирующих слоев позволяет осуществлять контроль с высокой суммарной чувствительностью в широком диапазоне энергий от тепловых до максимальной энергии, испускаемой любым из используемых источников. Анализ полученных результатов позволяет проводить оценку потоков нейтронов в режиме реального времени в нескольких энергетических диапазонах. Таким образом, информация об энергетическом составе регистрируемых потоков нейтронов создает условия для сравнения качественных характеристик исследуемых источников.

Выделение прямого излучения

При проведении эксперимента, кроме прямого излучения, падающего на переднюю – регистрирующую поверхность детектора, свой вклад в общую скорость счета, несмотря на защиту, дает и отраженное излучение. Отраженное излучение возникает от пола, стен и крупных предметов, присутствующих в месте проведения эксперимента. Для выделения и последующего вычитания отраженного излучения проводится эксперимент с теньвым конусом. Схемы этого эксперимента показаны на рис. 8.9 и 8.10.



Рис. 8.9. Схема проведения эксперимента с источником нейтронов без использования теневого конуса (ИСИС – система сбора и обработки информации)

Теневой конус расположен так, что все нейтроны, непосредственно испускаемые источником не доходят до детектора, так как поглощаются в его материале или рассеиваются, в качестве материала для конуса обычно используется парафин или полиэтилен, эффективные замедлители и поглотители нейтронов. Таким образом, для того, чтобы определить число нейтронов, испускаемых источником, надо из общего числа зарегистрированных нейтронов в эксперименте без конуса вычесть число нейтронов, зарегистрированных в эксперименте с конусом, т.е. число отраженных (фоновых) нейтронов.

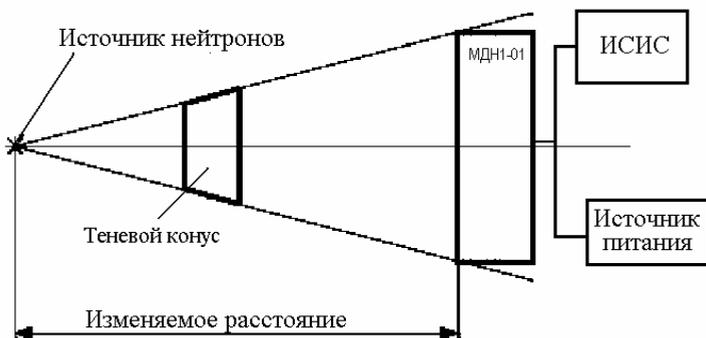


Рис. 8.10. Схема проведения эксперимента с источником нейтронов с использованием конуса

Обработка результатов экспериментов

Полученные данные представляют собой совокупность откликов регистрирующих слоев МДН на поток нейтронов, зарегистрированных им. Для определения группового представления потока нейтронов как падающих на лицевую сторону МДН от источника, так и замедленных слоями замедлителя, необходимо решить интегральное уравнение (8.1). Для его решения применяется специальный алгоритм, реализованный в программе «NeGa».

Порядок выполнения работы

1. Изучить инструкции по работе с нейтронным генератором и МДН.
2. Включить питание компьютера и МДН.
3. Запустить программу управления МДН.
4. Провести измерение фона и проверку работы МДН.

Задания

1. Изучение спектра нейтронного генератора

1. Собрать экспериментальную установку, где в качестве источника используется нейтронный генератор, в соответствии с рис. 8.4.
2. Включить нейтронный генератор и установить режим его работы согласно инструкции.
3. Произвести измерение откликов МДН. Полученные результаты сохранить в файл.
4. Установить теневого конус.
5. Произвести повторное измерение откликов МДН. Полученные результаты сохранить в файл.
6. Выключить нейтронный генератор.
7. Произвести обработку полученных данных согласно инструкции к программному обеспечению «NeGa».
8. Дать письменную интерпретацию полученным результатам.

II. Изучение спектра источника нейтронов спонтанного деления

1. Собрать экспериментальную установку, где в качестве источника используется ^{252}Cf в соответствии с рис 8.4.
2. Произвести измерение откликов МДН. Полученные результаты сохранить в файл.
3. Установить теневой конус.
4. Произвести повторное измерение откликов МДН. Полученные результаты сохранить в файл.
5. Поместить источник ^{252}Cf в контейнер и повторить измерения согласно пунктов 2 – 4.
6. Произвести обработку полученных данных согласно инструкции к программному обеспечению «NeGa».
7. Дать письменную интерпретацию полученным результатам.

III. Изучение спектра радионуклидного источника нейтронов Pu-Be

1. Собрать экспериментальную установку, где в качестве источника используется Pu-Be в соответствии с рис 8.4.
2. Произвести измерение откликов МДН. Полученные результаты сохранить в файл.
3. Установить теневой конус.
4. Произвести повторное измерение откликов МДН. Полученные результаты сохранить в файл.
5. Поместить источник Pu-Be в контейнер и повторить измерения согласно пунктов 2 – 4.
6. Произвести обработку полученных данных согласно инструкции к программному обеспечению «NeGa».
7. Дать письменную интерпретацию полученным результатам.

Порядок обработки результатов

1. Рассчитать отклики системы детектирования на прямой поток нейтронов от источника. Для этого результат измерений по п. 4

для каждого слоя детекторов и каждого источника вычесть из результата такого же измерения по п. 3.

2. Восстановить спектры источников по имеющимся функциям откликов с использованием программы «NeGa».

Вопросы для самоконтроля

1. Какие требования предъявляются к источникам нейтронов?
2. Какие источники нейтронов Вам известны?
3. На каких ядерных реакциях основано получение нейтронов в радионуклидных источниках?
4. Почему спектр нейтронов в радионуклидных источниках непрерывный?
5. На каких ядерных реакциях основано получение нейтронов в нейтронных генераторах?
6. Почему спектр нейтронов в нейтронных генераторах дискретный?
7. Из каких основных узлов состоит нейтронный генератор?
8. На каком принципе основана регистрация нейтронов?
9. Из каких элементов состоит многослойный детектор нейтронов?
10. Каким образом можно восстановить спектр нейтронов?

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ¹

1. **Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика. Т.1. – М.: АИ, 1983.**
2. Валентэн Р. Субатомная физика ядра и частиц. Т.1. – М.: Энергоатомиздат, 1986.
3. Бета- и гамма-спектроскопия /Под ред. К.Зигбана. Т.1. – М.: АИ, 1969.
4. Практикум по ядерной физике /Под ред. В.Г. Барышевского. – Минск: Изд. БГУ, 1983.
5. **Крамер-Агеев Е.А., Лавренчик В.Н., Самосадный В.Т., Протасов В.П., Экспериментальные методы нейтронной физики. – М.: Энергоатомиздат, 1990.**
6. **Булатов Б.П. Альbedo гамма-излучения. – М.: АИ, 1967.**
7. **Горшков Г.В. Прохождение гамма-излучения через вещество. – М.: АИ, 1971.**
8. Сегрэ Э. Экспериментальная ядерная физика. Т.1. – М.: АИ, 1966.
9. Гусев Н.Г. Справочник по радиоактивным излучениям и защите. – М.: АИ, 1977.
10. Худсон Р. Статистика для физиков. – М.: Наука, 1970.
11. Власов НА. Нейтроны. – М.: АИ, 1971.
12. Калашникова В.И., Козодаев М.С. Детекторы элементарных частиц. – М.: АИ, 1966.
13. **Абрамов В.И., Казанский Ю.И., Матусевич Е.С. Основы экспериментальных методов ядерной физики. – М.: АИ, 1983.**
14. Семенихин А.Н., Пыжова Т.А. Лабораторный практикум по регистрации ядерных излучений. – М.: МИФИ, 1988.
15. Столярова ЕЛ. Прикладная спектрометрия ионизирующих излучений. – М.: АИ, 1965.
16. **Кадиллин В.В., Самосадный В.Т., Милосердин В.Ю., Прикладная ядерная физика. – М.: МИФИ, 2007.**
17. Сцинтилляционные методы спектрометрии гамма-излучения и электронов /Под ред. к.т.н., доц. Самосадного В.Т. – М.: МИФИ, 2003.
18. Машкович В.П., Кудрявцева А.В. Защита от ионизирующих излучений: Справочник. – М.: Энергоатомиздат, 1995.

¹ Жирным шрифтом выделена литература, рекомендуемая для дополнительной подготовки.

Г.Л. Деденко, В.В. Кадилин, С.В. Колесников,
В.Ю. Милосердин, А.Ю. Мищенко, Д.В. Новиков,
Е.В. Рябева, В.Т. Самосадный, В.П. Филиппов

Лабораторный практикум
«ФИЗИКА ПЕРЕНОСА И ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ»

Учебное пособие

Под редакцией В.Т. Самосадного

Редактор *Е. Н. Кочубей*

Подписано в печать 26.09.2008. Формат 60×84 1/16.

Уч.-изд. л. 5,5. Печ. л. 5,5. Тираж 120 экз.

Изд. № 3/59.

Заказ №

Московский инженерно-физический институт
(государственный университет). 115409, Москва, Каширское шоссе, 31

Типография издательства «Тривант».
г. Троицк Московской области

