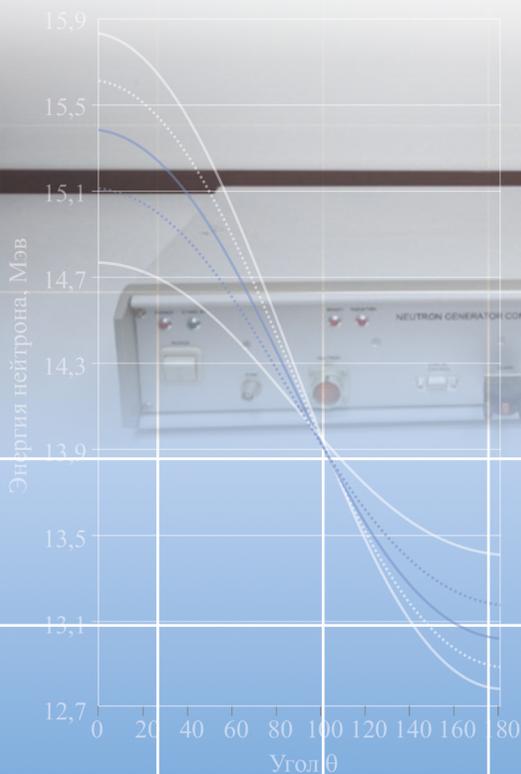


ПРИКЛАДНАЯ НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА

Лабораторный практикум



Москва
2019

ПРИКЛАДНАЯ НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА

Лабораторный практикум

Допущено ФУМО по УГСН 14.00.00 Ядерная энергетика и технологии в качестве учебного пособия для студентов высших учебных заведений, обучающихся по направлению «Ядерные физика и технологии»

**Москва
2019**

УДК 539.125.5(076)

ББК 22.386 Я 73

Р 98

Прикладная нейтронная физика: Лабораторный практикум / Е.В. Рябева, Р.Ф. Ибрагимов, В.В. Кадилин – М.: Буки Веди, 2019. – 110 с.

В лабораторном практикуме представлены работы по прикладной нейтронной физике. В процессе лабораторных работ студенты экспериментально исследуют угловые и энергетические характеристики источников нейтронов, исследуют характеристики взаимодействия нейтронов с водой, проводят эксперименты по изучению наведенной быстрыми нейтронами активности. В работах используются изотопные источники и компактные генераторы нейтронов. Экспериментальная база включает в себя современное радиометрическое и спектрометрическое оборудование, в том числе уникальное спектрометрическое оборудование, разработанное в НИЯУ МИФИ.

Пособие предназначено для студентов, изучающих курсы «Введение в нейтронную физику» и «Прикладная нейтронная физика» в рамках направлений 14.03.2 и 14.04.02 «Ядерная физика и технология». А также может быть рекомендовано студентам и аспирантам других направлений, интересующихся физикой взаимодействия нейтронов с веществом.

Рецензенты:

начальник отдела ядерной и нейтронной физики

Отделения перспективных исследований АО «ГНЦ РФ – ФЭИ»

д-р физ.-мат. наук В.А. Хрячков

профессор НИЯУ МИФИ

д-р физ.-мат. наук С.Е. Улин

ISBN 978-5-4465-2392-4

© Национальный исследовательский
ядерный университет
«МИФИ», 2019

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	4
Указания к выполнению лабораторных работ	6
Лабораторная работа №1. Исследование угловой зависимости выхода нейтронов из генератора быстрых нейтронов	7
Лабораторная работа №2. Исследование искусственной радиоактивности ядер, вызванной их взаимодействием с нейтронами	26
Лабораторная работа № 3. Спектральные характеристики источников нейтронов	48
Лабораторная работа №4. Исследование угловой зависимости энергии нейтронов на выходе из D-T нейтронного генератора	67
Лабораторная работа №5. Замедление и диффузия нейтронов в воде	92
ПРИЛОЖЕНИЕ 1	107
ПРИЛОЖЕНИЕ 2	109

ВВЕДЕНИЕ

Прикладная нейтронная физика лежит в основе самых разнообразных нейтронных технологий, применяемых при решении современных научно-исследовательских и прикладных задач. Знание характеристик источников нейтронов и процессов взаимодействия нейтронного излучения с веществом необходимо не только при разработке физических основ реакторов, но и при разработке ядерно-физических приборов для обеспечения безопасности, методов анализа вещества, методов нейтронного каротажа и многих других прикладных нейтронных технологий.

В ходе предлагаемых лабораторных работ студенты получают навыки работы непосредственно с источниками нейтронного излучения, имеют возможность самостоятельно измерить параметры источников, при помощи эксперимента изучить основные подходы к описанию процессов переноса нейтронов в веществе.

В работе 1 студенты изучают угловую зависимость выхода нейтронов из источника нейтронов – генератора быстрых нейтронов. В ходе работы студенты знакомятся с понятием анизотропии и пробуют дать объяснения анизотропии выхода из мишени генератора.

В работе 2 изучается искусственная радиоактивность, вызванная быстрыми нейтронами в специальных материалах. Такие материалы могут быть использованы как мониторы быстрых нейтронов. В рамках лабораторной работы студенты знакомятся с явлением наведенной активности, измеряют наведенную активность на бета-радиометре и строят график изменения активности от времени, на практике знакомятся с законом радиоактивного распада, определяют периоды полураспада изотопов в облученном образце.

В работе 3 изучается спектральный состав набора источников нейтронов. Рассматриваются следующие нейтронные источники: изотопные (α, n), источники на основе реакции деления и генератор

быстрых нейтронов. Спектрометрия осуществляется с помощью многослойного детектора нейтронов (слои гелиевых счетчиков в замедлителе). Восстановление спектра производится с помощью метода наименьших квадратов (МНК) с использованием априорной информации о возможных исходных спектрах.

В работе 4 подробно изучается энергетическая и угловая зависимость выхода нейтронов из мишени D-T (дейтерий-тритий) генератора нейтронов. Исследование проводится с помощью алмазного спектрометра. Алмазный детектор перспективен для использования в качестве радиационно стойкого монитора для нейтронных генераторов, применяемых в каротаже скважин.

В работе 5 изучаются параметры процессов взаимодействия нейтронного излучения с водой. Студенты получают в качестве результата исследования измеренные значения длины диффузии и длины замедления в воде.

В ходе лабораторных работ студенты подробно знакомятся с методами определения спектральных характеристик потоков нейтронов. Представлены методы с использованием спектрометров нейтронов, которые разработаны и созданы в НИЯУ МИФИ – на основе алмазного детектора и многослойного детектора нейтронов.

В предлагаемом лабораторном практикуме в качестве источников нейтронов, в том числе используются современные технологические устройства – портативные нейтронные генераторы. Нейтронные генераторы в настоящее время находят самое широкое применение в ядерно-физическом приборостроении, в том числе в каротажной аппаратуре, системах безопасности, нейтронно-активационном анализе, ядерной медицине.

Предлагаемый лабораторный практикум будет полезен всем студентам, изучающим ядерные технологии, для получения навыков работы с источниками нейтронов, определения их характеристик и практического ознакомления с процессами взаимодействия нейтронов с веществом.

УКАЗАНИЯ К ВЫПОЛНЕНИЮ ЛАБОРАТОРНЫХ РАБОТ

При подготовке к лабораторной работе студент обязан внести в лабораторный журнал: название работы и ее цель, принципиальную и рабочую схемы установки, основные положения теории, основные расчетные формулы и формулы для оценки погрешностей, а также указать используемые методы, оборудование, материалы.

При выполнении работы необходимо руководствоваться правилами техники безопасности и мерами предосторожности, указанными в описаниях.

В процессе измерений следует систематически и аккуратно записывать результаты в лабораторный журнал. Результаты, как правило, заносятся в таблицы, форма которых приведена в описаниях работ. Все факторы, способные оказать влияние на точность измерений, должны быть зафиксированы. В тех случаях, когда это рекомендуется, графические построения необходимо производить в процессе работы.

Выполнение работы заканчивается составлением краткого отчета (заключения), в котором следует указать:

- 1) что и каким методом исследовалось или определялось;
- 2) какой результат и с какими погрешностями (абсолютными и относительными) был получен;
- 3) краткое обсуждение полученных результатов (соответствуют ли полученные результаты теоретическим предсказаниям или табличным данным, если нет, то какова возможная причина этого несоответствия и т. п.);
- 4) анализ погрешностей (указать, каков характер погрешностей результатов – приборный или случайный, какие из непосредственно измеряемых величин вносят наибольший вклад в погрешность результата).

Памятка для составления и оформления отчета по лабораторной работе приведена в *Приложении 1*.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №1. ИССЛЕДОВАНИЕ УГЛОВОЙ ЗАВИСИМОСТИ ВЫХОДА НЕЙТРОНОВ ИЗ ГЕНЕРАТОРА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ

Цель работы: изучение угловой зависимости выхода быстрых нейтронов из генератора нейтронов модели ИНГ-07Т; получение навыков работы с генератором нейтронного излучения, а также со средствами контроля уровня воздействия ионизирующих излучений.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Для генерации нейтронов в генераторах быстрых нейтронов используются так называемые термоядерные реакции (d,d) и (d,t)



Реакция (d,n) сводится к «переходу» протона из бомбардирующего дейтрона в бомбардируемое ядро, в результате чего освобождается нейтрон. Энергия реакции равна разности энергии связи протона в конечном ядре и в дейтроне.

Энергия связи протона (и нейтрона) в дейтроне очень мала – 2,23 МэВ. В большинстве других ядер энергия связи нейтрона значительно меньше, поэтому для многих ядер энергия реакции (d,n) положительна и такие реакции могут наблюдаться уже при небольших энергиях падающих дейтронов.

Полное сечение реакции (1.1) составляет 10^{-25} см^2 при энергии дейтрона в пределах от 0,1 до 3 МэВ.

Зависимость полного сечения реакции (1.2) от энергии дейтронов в пределах до 300 кэВ выражается эмпирической формулой:

$$\sigma(E_d) = 1,3 \cdot 10^{-6} E_d^3 - 8 \cdot 10^{-4} E_d^2 - 0,14 E_d - 2,56. \quad (1.3)$$

Энергия вылетающего нейтрона E_n связана с энергией падающего дейтрона E_d и углом θ_n между направлением движения вылетающего нейтрона и падающего дейтрона.

Энергию вылетающих нейтронов E_n (МэВ) можно рассчитать, основываясь на законах сохранения энергии и импульса и принимая во внимание энергию реакции $Q=17,577$ МэВ:

$$1,25E_n - 0,5E_d - 0,5\sqrt{2E_nE_d} \cos\theta_n \approx 17,577 \text{ МэВ.} \quad (1.4)$$

При малых энергиях дейтронов $E_d \approx 100 - 150$ кэВ в выражении (1.4) можно пренебречь E_d и рассчитать энергию испускаемых нейтронов

$$E_{n(E_d \approx 0)} \approx 14,3 \text{ МэВ.}$$

Для обеспечения длительного стабильного потока нейтронов в генераторах обычно применяют 50% смесь газов дейтерия (D) и трития (T). Так как сечение реакции D-T примерно в 200 раз больше сечения реакции D-D, то в первом приближении можно считать, что генерируются только D-T нейтроны. Так как в пучке ионов и в мишени только 50% D и 50% T, то выход нейтронов с энергией 14 МэВ из мишени составляет лишь 0,25 выхода нейтронов при чистой D-T реакции.

Угловым распределением называется зависимость интенсивности излучения, в данном случае нейтронного, от угла θ между направлением бомбардирующих частиц и выделенным направлением на точку наблюдения.

Знание углового распределения позволяет выбрать наиболее выгодные условия облучения и более точно оценить интенсивность пучка нейтронов в любом направлении.

Угловое распределение можно характеризовать или относительными числами, пропорциональными плотности потока нейтронов, или дифференциальным эффективным сечением. Дифференци-

альным сечением $\frac{d\sigma}{d\omega}$ называется сечение для такой реакции, в результате которой один нейтрон на единицу телесного угла вылетает под данным углом ω .

Интегрирование дифференциального сечения по всем углам дает полное (интегральное) сечение реакции с образованием нейтрона. В случае изотропного вылета интегральное сечение в 4π раз больше дифференциального.

Для теоретического анализа углового распределения пользуются системой координат, связанной с центром инерции реагирующих частиц. В этой системе координат суммарный импульс равен 0, а скорость самой системы относительно лабораторной системы координат определяется соотношением

$$\vec{V}_c = \frac{m}{M + m} \vec{v},$$

где \vec{V}_c – скорость центра инерции масс, m – масса бомбардирующей частицы, M – масса бомбардируемого ядра, \vec{v} – скорость бомбардирующей частицы в лабораторной системе координат. Скорость бомбардируемого ядра в лабораторной системе при этом считается равной 0.

Для перехода от наблюдаемого на опыте углового распределения $I(\theta)$ в лабораторной системе к угловому распределению $I_0(\theta_0)$ в системе центра инерции можно пользоваться соотношением

$$I(\theta)d\omega = I_0(\theta_0)d\omega_0,$$

где $d\omega_0 = 2\pi \sin\theta_0 d\theta_0$ и $d\omega = 2\pi \sin\theta d\theta$ – элементы телесного угла в системе центра инерции и в лабораторной системе координат соответственно. Связь между телесными углами $d\omega_0$ и $d\omega$ может быть найдена на основании формулы

$$\text{ctg}\theta = \text{ctg}\theta_0 + \frac{V_c}{v_0 \sin\theta_0},$$

где v_0 – скорость нейтрона в координатах центра инерции (не зависящая от угла).

Угловое распределение должно быть симметрично относительно направления пучка бомбардирующих частиц, т. е. одинаково в любой плоскости, проходящей через это направление. Это положение справедливо для обеих систем координат. Поэтому угловое распределение можно считать функцией лишь одного угла θ (в лабораторной системе) или θ_0 (в системе центра инерции).

В самом общем случае угловое распределение продуктов реакции может быть представлено в виде разложения в ряд по сферическим функциям:

$$d\sigma(\theta_0) = \sum A_L P_L(\cos\theta_0) d\omega,$$

где $P_L(\cos\theta_0)$ – сферическая функция порядка L , A_L – коэффициент разложения, зависящий от относительной роли участвующих в реакции состояний с различными орбитальными моментами l . Порядок L последнего числа в разложении равен удвоенному значению максимального момента l , дающего заметный вклад в реакцию. Следовательно, число членов в разложении тем больше, чем большее число состояний с различными моментами L играют в реакции существенную роль.

Наибольшие значения всех сферических функций порядка $L > 0$ соответствует углам $\theta_0 = 0$ и $\theta_0 = 180^\circ$. В реакциях с медленными бомбардирующими частицами угловое распределение нейтронов будет почти сферически симметричным, а по мере увеличения энергии бомбардирующей частицы будет вытягиваться вдоль оси столкновения и в лабораторной системе отчета наибольшая интенсивность будет наблюдаться в направлении вперед.

Предсказать угловое распределение нейтронов оказывается практически невозможно даже для простейших ядерных реакций. Теоретическое истолкование известного из опыта углового распределения также оказывается задачей трудной и неоднозначной. Поэтому единственным источником знаний являются опытные данные.

Для расчета дифференциального сечения в системе центра инерции (СЦИ) по формуле $\sigma(\omega) = \sigma_0 \sum_i A_i P(\cos\theta)$ можно воспользоваться коэффициентами (табл. 1.1), приведенными в работе [1].

Таблица 1.1

**Коэффициенты Лежандра для дифференциального сечения
реакции ${}^3\text{H}(d,n){}^4\text{He}$ для разных энергий дейтрона**

E_d (МэВ)	$\sigma_{0,cm}$ (мб/ср)	A_0	A_1	A_2	A_3
0,010	0,138	0,9990	0,0002	0,0008	–
0,020	4,757	0,9983	0,0009	0,0008	–
0,030	22,406	0,9978	0,0014	0,0008	–
0,040	57,146	0,9976	0,0018	0,0006	–
0,050	109,33	0,9974	0,0022	0,0004	–
0,060	175,732	0,9972	0,0026	0,0002	–
0,070	248,48	0,99704	0,00295	0,00001	–
0,080	315,841	0,9970	0,0033	–0,0003	–
0,090	366,390	0,9970	0,0037	–0,0007	–
0,100	394,084	0,9969	0,0041	–0,0010	–
0,105	399,296	0,9969	0,0043	–0,0012	–
0,110	400,017	0,9969	0,005	–0,0014	–
0,115	396,370	0,9969	0,0047	–0,0016	–
0,120	389,296	0,9969	0,0049	–0,0018	–
0,130	369,411	0,9969	0,0053	–0,0022	–
0,140	343,458	0,9969	0,0058	–0,0027	–
0,150	317,349	0,9969	0,0062	–0,0032	0,00005
0,160	291,151	0,9969	0,0067	–0,0037	0,0001

Продолжение таблицы 1.1

E_d (МэВ)	$\sigma_{0,cm}$ (мб/ср)	A_0	A_1	A_2	A_3
0,170	267,446	0,9970	0,0072	-0,0042	0,0001
0,180	245,230	0,9970	0,0077	-0,0048	0,0001
0,190	225,733	0,9970	0,0082	-0,0053	0,0001
0,200	207,933	0,9970	0,0088	-0,0059	0,0001
0,220	178,245	0,9970	0,00995	-0,0071	0,00016

С учетом приведенных в таблице 1.1 коэффициентов рассчитана и построена зависимость дифференциального сечения от угла вылета нейтрона при энергии дейтрона порядка нескольких десятков кэВ (рис. 1.1). Из приведенной зависимости видно, что на всем диапазоне изменения угла вылета нейтрона сечение (или выход в реакции нейтронов) не отличается больше чем на 1,3%.



Рис. 1.1. Зависимость дифференциального сечения от угла вылета нейтронов для значения $E_d=0,070$ МэВ

При изучении угловой зависимости выхода нейтронов, кроме физики ядерной реакции, необходимо учитывать также процессы, происходящие в конструкционных материалах источников нейтронов. Особенно важно рассмотреть процессы, происходящие в мишени, в которую введены изотопы трития и где происходит генерирующая реакция. На угловую зависимость выхода нейтронов влияет толщина и состав используемой мишени и окружающего конструкционного материала. Бомбардирующие частицы – ионы дейтерия – претерпевают торможение в мишени перед тем как вступить в ядерную реакцию. Зависимость выхода нейтронов из толстой TiT_2 мишени от угла вылета изучалась в работе [2]. На рисунке . 1.2 приведены экспериментальные данные, описывающую такую зависимость.

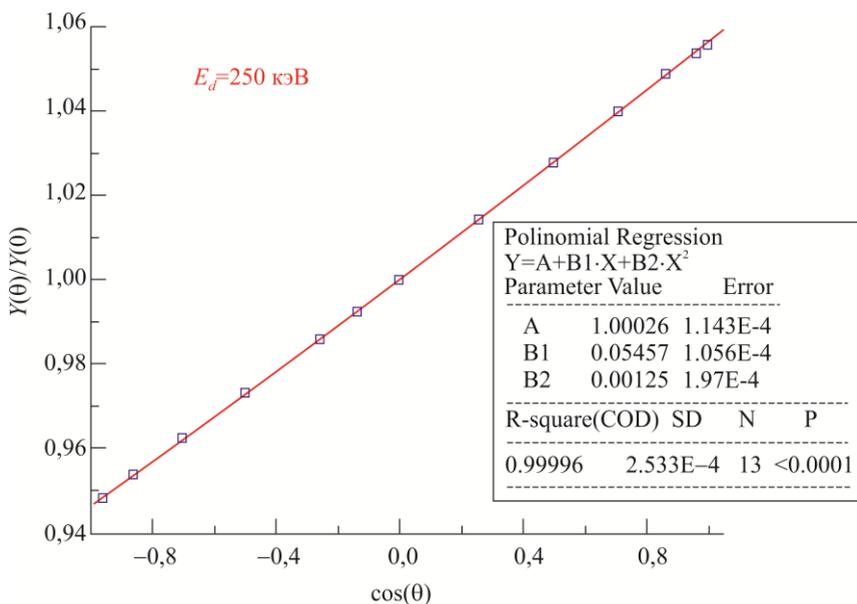


Рис. 1.2. Зависимость относительного выхода нейтронов $R=Y(\theta)/Y(0)$ от угла θ и его аппроксимация при $E_d=250$ кэВ. Параметры аппроксимирующей функции приведены на вставке

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБОРУДОВАНИЕ

ИСТОЧНИК НЕЙТРОНОВ

В качестве источника нейтронов, используемого в данной лабораторной работе, используется генератор нейтронов ИНГ-07Т непрерывного действия [3].

Генератор предназначен для генерации потока нейтронов с энергией 14 МэВ в непрерывном режиме в следующих климатических условиях:

- температура окружающего воздуха от +10 до +40 °С;
- относительная влажность воздуха – не более 90% при температуре 35 °С;
- атмосферное давление – от $0,86 \cdot 10^5$ до $1,06 \cdot 10^5$ Па (645–795 мм рт. ст.).

Технические данные:

- Поток нейтронов на мишени нейтронной трубки – до $1,0 \cdot 10^9$ нейтр./с (в лабораторной работе используется до 10^7 нейтр./с).
- Режим излучения нейтронного потока: непрерывный.
- Время непрерывной работы генератора:
 - на потоке $5 \cdot 10^8$ нейтр./с – не менее 2 часов;
 - на максимальном потоке – не менее 30 минут.Время непрерывной работы ограничено температурой перегрева излучателя (60 ± 5) °С. При достижении этой температуры генератор автоматически отключается.
- Питание генератора осуществляется от сети переменного тока с напряжением 220 В и частотой 50 Гц.
- Потребляемая мощность не более 250 Вт.

Внешний вид генератора нейтронов ИНГ-07Т и блока питания и управления (БПУ) приведены на рисунке 1.3.

Структурная схема генератора нейтронов приведена на рисунке 1.4.



Рис. 1.3. Внешний вид генератора нейтронов ИНГ-07Т (справа) и БПУ

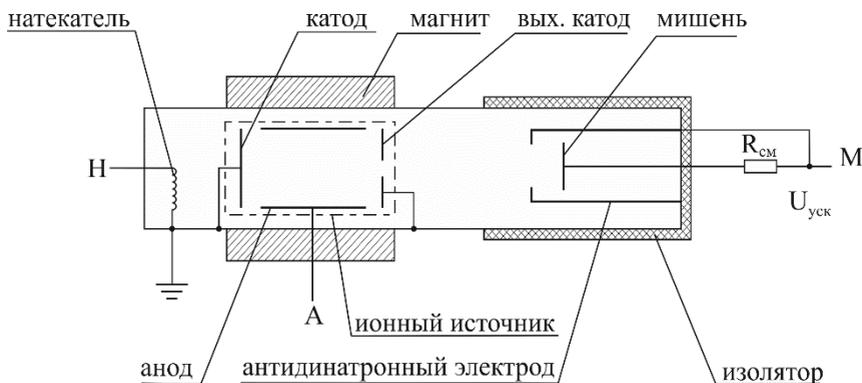


Рис. 1.4. Схема генератора нейтронов ИНГ-07Т

Источником нейтронов и основным элементом конструкции генератора является отпаянная газонаполненная нейтронная трубка, установленная в блоке излучателя нейтронов. По физическому принципу действия нейтронная трубка представляет собой линейный ускоритель ионов, генерация нейтронов в которой происходит

в результате экзотермической реакции, когда ускоренные ионы дейтерия бомбардируют мишень, содержащую тритий. Получаемые в результате этой реакции нейтроны имеют энергию 14 МэВ и излучаются изотропно в угол 4π относительно мишени.

Трубка имеет ионный источник Пеннинга с холодным катодом, хранилище рабочего газа – натекагель, специальный электрод вблизи мишени для подавления вторичных электронов, мишень. Рабочий газ (50% дейтерий + 50% тритий) содержится в адсорбированном состоянии в натекагеле, представляющем собой цилиндр из гидроксида металла. Выделение рабочего газа происходит в результате термодесорбции при прохождении через натекагель электрического тока. Ионы в источнике образуются в результате газового разряда в скрещенных электрическом и магнитном полях. Аксиальное магнитное поле создается постоянным кольцевым магнитом, размещенным соосно с источником ионов.

Система управления генератора регулирует и автоматически контролирует все процессы, происходящие в нейтронной трубке.

Генератор нейтронов ИНГ-07Т в основном используется для проведения нейтронно-активационного анализа состава вещества, а также в методах нейтронографии, для получения изображений структуры изучаемого объекта в поле быстрых нейтронов.

В связи с особенностями конструкции генератора, а также в связи с ненулевой энергией частиц, вступающих в реакцию с образованием нейтронов, выход нейтронов не является изотропным в пространстве.

ДЕТЕКТОР НЕЙТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Для регистрации нейтронного излучения в данной работе используется дозиметр-радиометр МКС-АТ1117М с блоком регистрации нейтронного излучения БДКН-03 [4].

В зависимости от выполняемых задач, прибор комплектуется выносными блоками детектирования различного назначения. В качестве элемента управления и индикации может использоваться

блок обработки информации (БОИ/БОИ2) или персональный компьютер (ПК).

Информация с блока детектирования по специальному кабелю поступает на блок обработки информации и отображается на жидкокристаллическом индикаторе (рис. 1.5).



*Рис. 1.5. Внешний вид блока обработки информации (БОИ-2)
и блока регистрации нейтронного излучения БДКН-03*

В БОИ и БОИ2 предусмотрена возможность записи и хранения в энергонезависимой памяти до 99 результатов измерений, а также передача их в персональный компьютер при помощи специального программного обеспечения (ПО).

Присутствует звуковая и визуальная сигнализация превышения пороговых уровней по дозе, мощности дозы, плотности потока, флюенса и поверхностной активности. Алгоритм работы обеспечивает непрерывность процесса измерения и статистическую обработку результатов в режиме реального времени. В блоки обработки БОИ и БОИ2 встроены узлы детектирования, позволяющие обеспечить измерение дозы и мощности дозы гамма-излучения в месте

нахождения оператора. Технические характеристики блока обработки информации и блока регистрации нейтронного излучения приведены в таблицах 1.2 и 1.3.

Назначение:

- измерение мощности амбиентного эквивалента дозы и дозы рентгеновского, гамма- и нейтронного излучений;
- измерение плотности потока нейтронов.

Свойства:

- быстрая адаптация к изменению радиационного поля;
- высокая чувствительность и широкий диапазон измерений;
- большой специализированный цифро-аналоговый ЖК-индикатор с подсветкой;
- хранение в энергонезависимой памяти прибора до 99 результатов измерения с возможностью передачи в ПК;
- высокая степень защиты.

Таблица 1.2

Характеристики блока обработки информации БОИ-2

Детектор	газоразрядный счетчик
Диапазон измерения мощности амбиентного эквивалента дозы гамма-излучения	1,0 мкЗв·ч ⁻¹ –10 мЗв·ч ⁻¹
Диапазон измерения амбиентного эквивалента дозы	1 мкЗв–1 Зв
Диапазон регистрируемых энергий гамма-излучения	0,06–3 МэВ
Габаритные размеры, масса	200×85×36 мм, 0,5 кг

Таблица 1.3

Характеристики блока детектирования БДКН-03

Детектор	³ He пропорциональный счетчик нейтронов
Диапазон измерения мощности дозы нейтронного излучения	0,1 мкЗв·ч ⁻¹ –10 мЗв·ч ⁻¹
Чувствительность к нейтронному излучению Pu-Be источника	0,355 (имп·с ⁻¹)·(нейтр.·с ⁻¹ ·см ⁻²)
Диапазон регистрируемых энергий	0,025 эВ–14 МэВ
Габаритные размеры, масса	314×220×263 мм, 8 кг
Пределы допускаемой основной относительной погрешности измерения мощности дозы и дозы	±20%
Степень защиты	IP64
Диапазон рабочих температур	от –40°С до +50°С

ДЕТЕКТОР РЕНТГЕНОВСКОГО И ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ

При наличии нейтронного излучения всегда существует вероятность активации изотопов элементов, из которых состоят окружающие вещества. В большинстве случаев активация окружающих веществ проявляется в виде появления в их составе короткоживущих радиоактивных изотопов.

Для предупреждения нежелательного облучения персонала или студентов в процессе выполнения лабораторной работы предусмотрена проверка уровня мощности дозы гамма-излучения, исхо-

дящего от элементов установки (корпус генератора нейтронов, детектор нейтронов и другие металлические объекты). Контроль за уровнем мощности дозы осуществляется с использованием переносного дозиметра-радиометра БДКС-966 (рис. 1.6, табл. 1.4).



Рис. 1.6. Внешний вид блока управления и детектора гамма-излучения БДКС-966

Таблица 1.4

Технические характеристики БДКС-96

Детектор	тканеэквивалентный пластмассовый сцинтиллятор Ø30×15 мм
Диапазон измерения мощности амбиентного эквивалента дозы $H^*(10)$ рентгеновского и гамма- излучения	0,1 мкЗв·ч ⁻¹ –1,0 Зв·ч ⁻¹
Диапазон измерения ambiентного эквивалента дозы $H^*(10)$ рентгеновского и гамма-излучения	0,1 мкЗв–10 Зв
Диапазон энергии регистрируемого рентгеновского и гамма- излучения	0,015–10 МэВ

Продолжение таблицы 1.4

Ограничения при измерении импульсного излучения:	
в режиме измерения мощности дозы $N^*(10)$ частота следования импульсов при длительности импульсов от 0,01 мкс до 0,3 мс	не менее 10 Гц
в режиме измерения дозы $N^*(10)$ частота следования импульсов	любая (в том числе и единичные импульсы)
предельная мощность дозы фотонного излучения в импульсе при длительности импульса 0,3 мс	не более $1 \text{ Зв} \cdot \text{с}^{-1}$
Пределы допускаемой основной относительной погрешности измерения	$\pm(15+6/Ax^*)\%$
Степень защиты	IP65
Габаритные размеры, масса	$\varnothing 60 \times 250$ мм, 0,85 кг

* Ax – безразмерная величина, численно равная измеренному значению плотности потока в $1/(\text{мин} \cdot \text{см}^2)$.

ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Схема установки приведена на рисунке 1.7. Поток нейтронов выходит из нейтронного генератора **1** и попадает на блок регистрации нейтронного излучения **5**, который подключен к блоку обработки информации **6**. ИНГ-07Т, подключенный к БУП и управляемый дистанционно через пульт управления, закреплен на вращающемся диске. На диске также находится лазер **3**, который отмечает угол поворота нейтронного генератора по шкале, находящейся на подставке **4**.

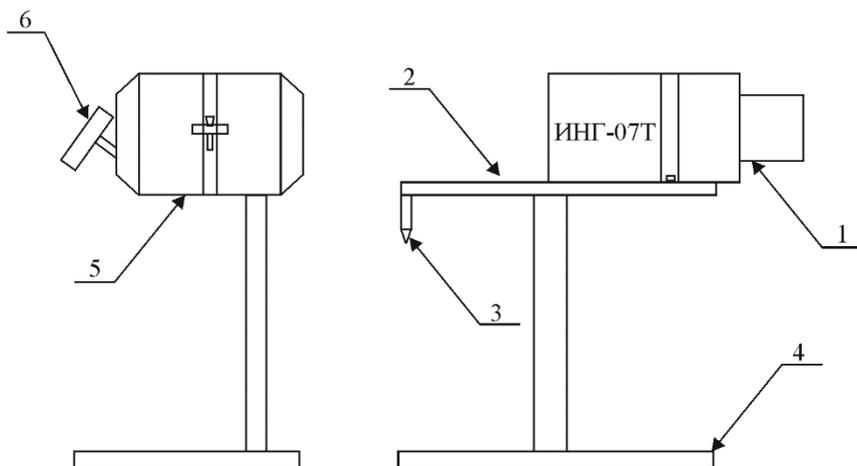


Рис. 1.7. Схема установки:

- 1 – нейтронный генератор ИНГ-07Т,
2 – вращающийся диск, 3 – лазер, 4 – подставка со шкалой,
5 – блок регистрации БДКН-03, 6 – блок обработки МКС-АТ1117М

ЗАДАНИЯ

1. Ознакомиться с инструкцией по безопасности при работе с источниками ионизирующего излучения.
2. Изучить работу радиометра МКС-АТ1117М, имеющего в своем составе блок обработки информации БОИ-2 и детектор нейтронов БДКН-03.
3. Ознакомиться с программой управления БПУ и ИНГ-07Т.
4. Установить генератор нейтронов в вертикальное положение (продольная ось перпендикулярна плоскости вращающейся подставки).
5. Установить вращающуюся подставку в исходное положение (угол относительно детектора нейтронов 0°).

6. С использованием дозиметра-радиометра БДКС-96Б произвести замер мощности дозы фонового гамма-излучения вблизи от элементов установки: корпуса генератора нейтронов, металлической подставки, детектора нейтронов и т. д. Полученное значение фоновой мощности потребуется в дальнейшем, поэтому его необходимо занести в журнал (тетрадь).
7. Перевести дозиметр-радиометр МКС-АТ1117М в режим измерения потока нейтронного излучения и запустить набор.
8. С помощью рулетки провести замер расстояния между мишенью нейтронного генератора и торцом блока детектирования нейтронов БДКН-03.
9. Перейти из комнаты, в которой находится генератор нейтронов, в комнату с пультом управления, убедившись в том, что в комнате с генератором нейтронов нет людей, вход в данную комнату заблокирован и включена сигнализация, оповещающая о работе с ионизирующим излучением.
10. С помощью программы управления нейтронным генератором установить время работы генератора **180 секунд**, напряжение на трубке **60 кВ**, ток трубки **40 мкА**.
11. Запустить режим облучения.
12. По окончании облучения пройти в комнату с нейтронным генератором и в первую очередь проверить остаточную наведенную активность элементов установки с помощью переносного дозиметра рентгеновского и гамма-излучения ДКС-96Б. В случае критического превышения фоновой мощности дозы (более чем в 10 раз), дождаться ослабления значений мощности дозы до допустимых значений.
13. Записать значения потока нейтронного излучения, отображаемого на дисплее БОИ-2.
14. Перевести подставку с генератором нейтронов в следующее положение (угол относительно детектора нейтронов **45°**).

15. Запустить новый набор данных по потоку нейтронного излучения на БОИ-2.
16. Повторить действия пп. 9–15.
17. Перевести генератор нейтронов в горизонтальное положение, стараясь следить за тем, чтобы место расположения мишени генератора совпадало с осью вращения подставки.
18. Произвести действия согласно пп. 7–15 по измерению потока нейтронов в данной конфигурации элементов установки для оценки анизотропии выхода нейтронов из генератора в данной плоскости. При этом перед каждым следующим измерением необходимо заново измерять расстояние между мишенью нейтронного генератора и торцом детектора БДКН-03.
19. Рассчитать выход нейтронов из генератора на основе измеренного потока нейтронов и расстояния между генератором нейтронов и детектором БДКН-03. Построить графики выхода нейтронов генератора ИНГ-07Т в зависимости от угла относительно выбранного направления.
20. Проанализировать построенные графики и сделать вывод о характере зависимости выхода нейтронов от направления вылета нейтронов при вертикальном и горизонтальном положении генератора.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Какие ядерные реакции используются для получения нейтронов в ИНГ?
2. Какие энергии имеют нейтроны, вылетающие из ИНГ?
3. Какое угловое распределение имеют нейтроны, выходящие из ИНГ?
4. Какие процессы обуславливают зависимость (или независимость) выхода нейтронов от угла?

5. Какое влияние оказывают на поток нейтронов конструкционные материалы?

СПИСОК РЕКОМЕНДУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. M. Drog, N. Otuka. Evaluation of the Absolute Angle-Dependent Differential Neutron Production Cross Sections by the Reactions $^3\text{H}(p,n)^3\text{He}$, $^1\text{H}(t,n)^3\text{He}$, $^2\text{H}(d,n)^3\text{He}$, $^3\text{H}(d,n)^4\text{He}$, and $^2\text{H}(t,n)^4\text{He}$ and of the Cross Sections of Their Time-Reversed Counterparts up to 30 MeV and Beyond. INDC International Nuclear Data Committee, 2015.
2. Шорин В.С. Особенности спектра D+T нейтронов из толстой мишени // ВАНТ, Серия: Ядерные константы, вып. 1-2, 2011-2012, с. 27-36.
3. Нейтронные генераторы – ФГУП ВНИИА / Нейтронные генераторы для элементного анализа веществ и материалов. URL: http://www.vniia.ru/production/incl/prospekt_element.pdf
4. НПП Доза / Оборудование радиационного контроля URL: <http://www.doza.ru/catalog/handheld/124/>
5. Кадилин В.В., Рябева Е.В., Самосадный В.Т. Прикладная нейтронная физика: учебное пособие. Москва, 2011.
6. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика. Кн. 1. Физика атомного ядра. Свойства нуклонов, ядер и радиоактивных излучений. Ч. 2. Ядерные взаимодействия: учебник для вузов, 5-е изд. М.: Энергоатомиздат, 1993.

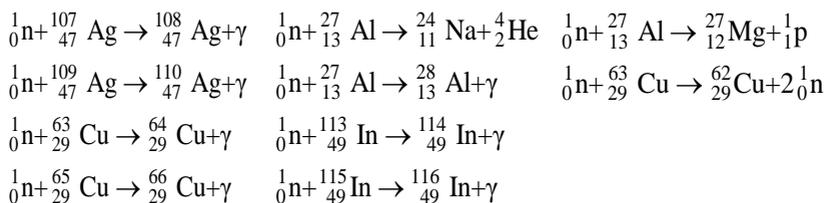
ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №2. ИССЛЕДОВАНИЕ ИСКУССТВЕННОЙ РАДИОАКТИВНОСТИ ЯДЕР, ВЫЗВАННОЙ ИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ С НЕЙТРОНАМИ

Цель: овладение элементами теории взаимодействия нейтронов с ядрами элементов на примере реакций радиационного захвата и теории искусственной радиоактивности ядер; определение полу-периода распада радионуклидов меди.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

РАДИОНУКЛИДЫ С ИСКУССТВЕННОЙ БЕТА-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. 2.1.

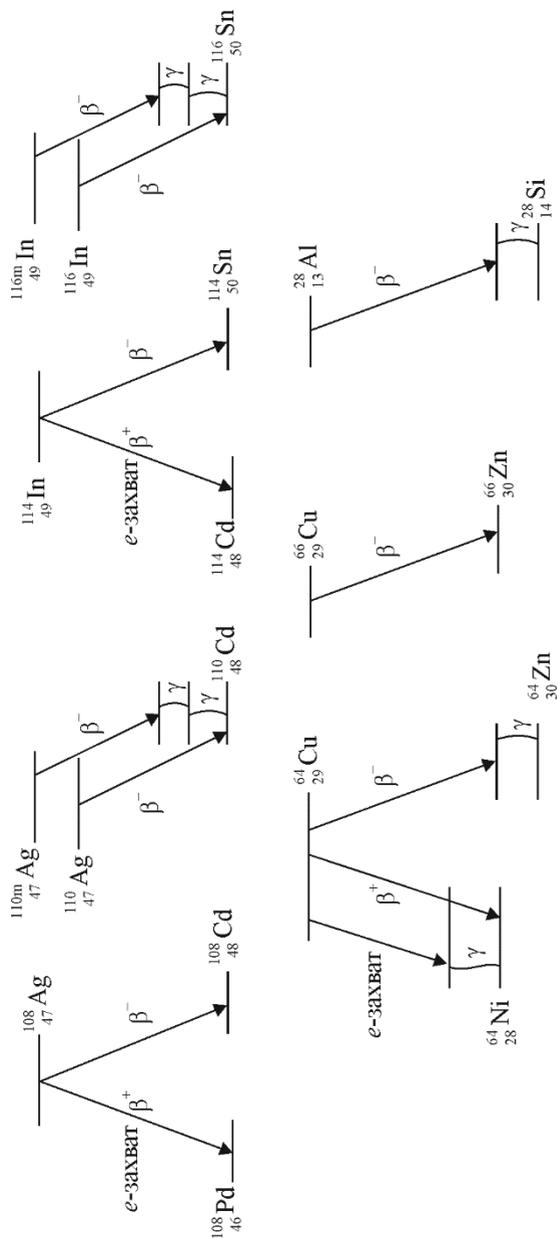
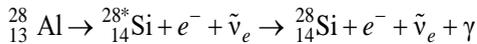
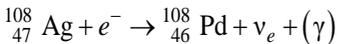
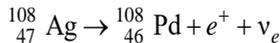
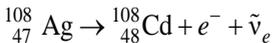
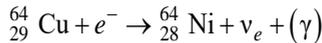
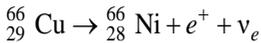
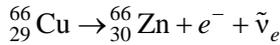
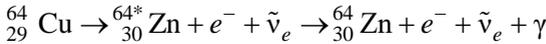
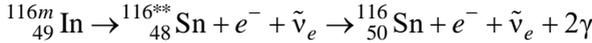
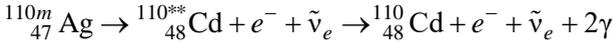
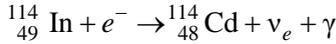
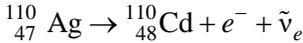


Рис. 2.1. Схемы распадов ядер, возникших благодаря активации образцов медной, алюминиевой, серебряной и индиевой фольги



Времена жизни различных радионуклидов приводятся в таблице 2.1.

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.

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 ${}^{116}\text{In}$ разрешен и подчиняется пра-

вилам Гамова-Теллера ($\Delta I = 0 \pm 1$, $\frac{P_H}{P_K} = 1$, где ΔI – изменение механического момента; P_H 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.

Таблица 2.1

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, е-захват	100	2,4 мин
$^{109}_{47}\text{Ag}$	43,5	$^{107}_{47}\text{Ag}$	β^{-} -распад	100	24,5 с
		$^{110m}_{47}\text{Ag}$	β^{-} -распад	$\ll 1$	250 дней
$^{113}_{49}\text{In}$	9	$^{114}_{49}\text{In}$	β^{\pm} -распад, е-захват	100	72 с
$^{115}_{49}\text{In}$	91	$^{116}_{49}\text{In}$	β^{-} -распад	100	13,4 с
		$^{116m}_{49}\text{In}$	β^{-} -распад	100	54 мин
$^{63}_{29}\text{Cu}$	69	$^{64}_{29}\text{Cu}$	β^{\pm} -распад, е-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

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 $^{110\text{m}}\text{Ag}$ 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, в отличие от ядра ^{110}Ag , которое будет перегружено нейтронами и поэтому распадется 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:

$$\sigma = \frac{N\lambda^2\Gamma\sqrt{E}}{(E - E_0)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}, \quad (2.1)$$

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; λ – приведенная длина волны нейтронов с энергией E .

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

$$\begin{cases} \frac{dM_i}{dt} = -k_i M_i, \\ \frac{dN_i}{dt} = k_i M_i + \lambda_i N_i. \end{cases} \quad (2.2)$$

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

Величина k_i задается формулой:

$$k_i = \frac{\varphi N_A \sigma_i d \rho}{A}, \quad (2.3)$$

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 (2.2) приводит к следующему результату:

$$\begin{cases} M_i(t) = M_{i0} e^{-k_i t}, \\ N_i(t) = \frac{M_{i0} (e^{-k_i t} - e^{-\lambda_i t}) k_i}{\lambda_i - k_i}. \end{cases}$$

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

$$N_{i\infty} = \frac{\rho N_A e^{-\lambda_i t}}{\lambda_i - k_i}. \quad (2.4)$$

Подставляя в (2.4) k_i из формулы (2.3), найдем величину

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

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

$$\begin{aligned} A(t) &= \lambda_1 N_{10} e^{-\lambda_1 t} + \lambda_2 N_{20} e^{-\lambda_2 t}, \\ N(t) &= N_{10} e^{-\lambda_1 t} + N_{20} e^{-\lambda_2 t}, \end{aligned} \quad (2.5)$$

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

Если $\lambda_2 \gg \lambda_1$, то активность смеси изотопов

при больших временах t ($t \gg \frac{1}{\lambda}$): $A(t) = \lambda_1 N_{10} e^{-\lambda_1 t}$,

при малых t ($t \ll \frac{1}{\lambda_1}$): $A(0) = \lambda_1 N_{10} + \lambda_2 N_{20}$.

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

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

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБОРУДОВАНИЕ

ИСТОЧНИК НЕЙТРОНОВ

В качестве источника нейтронов в данной лабораторной работе, используется генератор нейтронов ИНГ-07Т непрерывного действия [1]. Генератор предназначен для генерации потока нейтронов с энергией 14 МэВ в непрерывном режиме.

Работа ИНГ-07Т осуществляется в следующих климатических условиях:

- температура окружающего воздуха от +10 до +40 °С;

- относительная влажность воздуха – не более 90% при температуре 35 °С;
- атмосферное давление – от $0,86 \cdot 10^5$ до $1,06 \cdot 10^5$ Па (645–795 мм рт. ст.).

Технические данные:

- Поток нейтронов на мишени нейтронной трубки – до $1,0 \cdot 10^9$ нейтр./с (в лабораторной работе используется выход до 10^7 нейтр./с).
- Режим излучения нейтронного потока: непрерывный.
- Время непрерывной работы генератора:
 - на потоке $5 \cdot 10^8$ нейтр./с не менее 2 часов;
 - на максимальном потоке не менее 30 минут.Время непрерывной работы ограничено температурой перегрева излучателя (60 ± 5 °С). При достижении этой температуры генератор автоматически отключается.
- Питание генератора осуществляется от сети переменного тока с напряжением 220 В и частотой 50 Гц.
- Потребляемая мощность не более 250 Вт.

Внешний вид генератора нейтронов ИНГ-07Т и блока питания и управления (БПУ) приведены на рисунке 2.2.

Структурная схема генератора нейтронов приведена на рисунке 2.3. Источником нейтронов и основным элементом конструкции генератора является отпаянная газонаполненная нейтронная трубка, установленная в блоке излучателя нейтронов. По физическому принципу действия нейтронная трубка представляет собой линейный ускоритель ионов, генерация нейтронов в которой происходит в результате экзотермической реакции, когда ускоренные ионы дейтерия бомбардируют мишень, содержащую тритий. Получаемые при этом в результате реакции нейтроны имеют энергию 14 МэВ и излучаются изотропно в угол 4π относительно мишени.



Рис. 2.2. Внешний вид генератора нейтронов ИНГ-07Т (справа) и БПУ

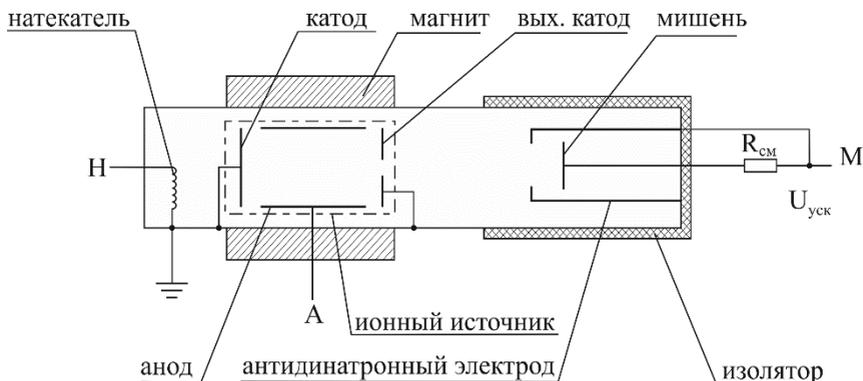


Рис. 2.3. Схема генератора нейтронов ИНГ-07Т

Трубка имеет ионный источник Пеннинга с холодным катодом, хранилище рабочего газа – натекатель, специальный электрод вблизи мишени для подавления вторичных электронов, мишень. Рабочий газ (50% дейтерий + 50% тритий) содержится в адсорбированном состоянии в натекателе, представляющем собой цилиндр из гидроксида металла. Выделение рабочего газа происходит в результате термодесорбции при прохождении через натекатель электрического

тока. Ионы в источнике образуются в результате газового разряда в скрещенных электрическом и магнитном полях. Аксиальное магнитное поле создается постоянным кольцевым магнитом, размещенным соосно с источником ионов.

Система управления генератора регулирует и автоматически контролирует все процессы, происходящие в нейтронной трубке.

Генератор нейтронов ИНГ-07Т в основном используется для проведения нейтронно-активационного анализа состава вещества, а также в методах нейтронографии, для получения изображений структуры изучаемого объекта в поле быстрых нейтронов.

В связи с особенностями конструкции генератора, а также в связи с ненулевой энергией частиц, вступающих в реакцию с образованием нейтронов, выход нейтронов не является абсолютно изотропным в пространстве.

ДЕТЕКТОР БЕТА-ИЗЛУЧЕНИЯ

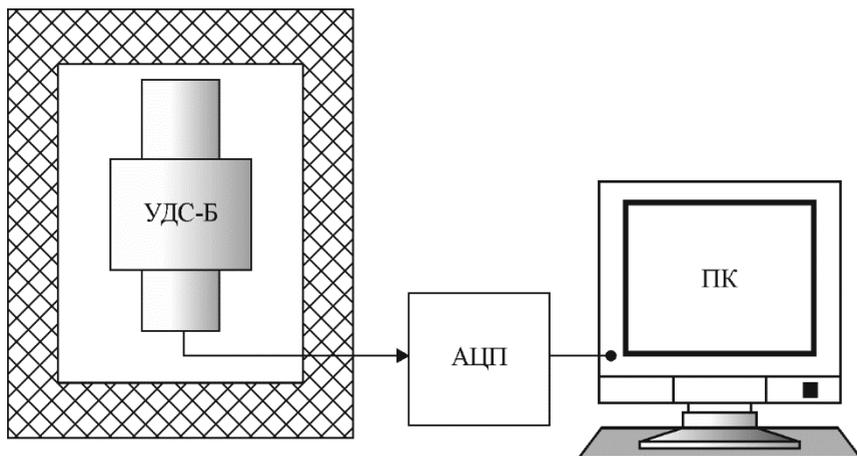
В данной работе в качестве детектора используется сцинтилляционный спектрометр энергий бета-излучения «БЕТА-1С», предназначенный для измерения удельной активности бета-излучающих нуклидов.

В основу работы спектрометров положен принцип преобразования энергии бета-частиц в чувствительном объеме сцинтилляционного детектора (на основе пластического сцинтиллятора) в электрические импульсы пропорциональной амплитуды с последующей их регистрацией многоканальным амплитудным анализатором и обработкой полученного спектра с помощью программного обеспечения.

Спектрометр состоит из следующих функциональных узлов:

- сцинтилляционного блока детектирования бета-излучения УДС-Б;
- свинцового экрана-защиты;
- персонального компьютера;
- амплитудно-цифрового преобразователя (АЦП), встраиваемого в ПК.

Функциональная схема спектрометра представлена на рисунке 2.4.



*Рис. 2.4. Функциональная схема спектрометра:
сцинтилляционный детектор УДС-Б в защите,
амплитудно-цифровой преобразователь, ПК*

Компьютер вместе со встроенной платой АЦП и программным обеспечением представляют собой многоканальный амплитудный анализатор импульсов (АИ).

Блок детектирования УДС-Б размещается внутри свинцового экрана-защиты для уменьшения влияния внешнего гамма-фона и повышения точности измерения активности. Исследуемый счетный образец (проба) помещается в специальную кювету, которая встроена в экран-защиту под блок детектирования.

При облучении блока детектирования бета-частицами в кристалле пластического сцинтиллятора возникают световые вспышки (сцинтилляции), интенсивность которых пропорциональна энергии бета-излучения, поглощенной в кристалле. Фотоэлектронный умножитель преобразует световые вспышки в импульсы тока. Амплитуда импульса тока пропорциональна интенсивности световой вспышки. Последующие электронные схемы преобразуют импульс тока в им-

пульс напряжения с параметрами, допускающими непосредственную его подачу на вход аналого-цифрового преобразователя многоканального амплитудного анализатора импульсов АЦП.

АЦП предназначен для преобразования амплитуды входного импульса напряжения в цифровой код, являющийся двоичным номером канала анализатора, и накопления получаемой информации в буферном запоминающем устройстве.

Программное обеспечение (ПО) позволяет организовать управление процессами накопления, отображения, обработки информации и вывода результатов обработки на внешние устройства компьютера.

ДЕТЕКТОР РЕНТГЕНОВСКОГО И ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ

При наличии нейтронного излучения всегда существует вероятность активации изотопов элементов, из которых состоят окружающие вещества. В большинстве случаев активация окружающих веществ проявляется в виде появления в их составе короткоживущих радиоактивных изотопов.



Рис. 2.5. Внешний вид блока управления и детектора гамма-излучения БДКС-966

Для предупреждения нежелательного облучения персонала или студентов в процессе выполнения лабораторной работы предусмотрена проверка уровня мощности дозы гамма-излучения, исхо-

дящего от элементов установки (корпус генератора нейтронов, детектор нейтронов и другие металлические объекты). Контроль над уровнем мощности дозы осуществляется с использованием переносного дозиметра-радиометра БДКС-966 (рис. 2.5, табл. 2.2).

Таблица 2.2

Технические характеристики БДКС-96

Детектор	тканеэквивалентный пластмассовый сцинтиллятор $\varnothing 30 \times 15$ мм
Диапазон измерения мощности амбиентного эквивалента дозы $H^*(10)$ рентгеновского и гамма-излучения	0,1 мкЗв·ч ⁻¹ –1,0 Зв·ч ⁻¹
Диапазон измерения амбиентного эквивалента дозы $H^*(10)$ рентгеновского и гамма-излучения	0,1 мкЗв–1,0 Зв
Диапазон энергии регистрируемого рентгеновского и гамма-излучения	0,015–10 Мэв
Ограничения при измерении импульсного излучения: в режиме измерения мощности дозы $H^*(10)$ частота следования импульсов при длительности импульсов от 0,01 мкс до 0,3 мс	не менее 10 Гц
в режиме измерения дозы $H^*(10)$ частота следования импульсов	любая (в том числе и единичные импульсы)
предельная мощность дозы фотонного излучения в импульсе при длительности импульса 0,3 мс	не более 1 Зв·с ⁻¹
Пределы допускаемой основной относительной погрешности измерения	$\pm(15+6/Ax^*)$ %
Степень защиты	IP65
Габаритные размеры, масса	$\varnothing 60 \times 250$ мм, 0,85 кг

* Ax – безразмерная величина, численно равная измеренному значению плотности потока в 1/(мин·см²).

ЗАДАНИЯ

1. Измерение фонового излучения

Поместить медный образец в кювету сцинтилляционного блока детектирования излучения.

Включить компьютер, дождаться загрузки рабочего стола, вставить электронный ключ № 1 в USB порт компьютера. Открыть программу **SpectraLineBG** с помощью ярлыка в папке «**Бета спектрометр**», находящейся на рабочем столе. В открывшемся окне программы, во вкладке «**Анализатор**» выбрать команду «**Открыть**». Должно открыться окно анализатора импульсов (рис. 2.6). Очистить память анализатора с помощью команды **F2** или нажатием на кнопку очистки.

Запустить набор спектра нажатием клавиши **F3** или нажатием на кнопку в виде зеленой стрелки на панели инструментов программы набора и обработки спектров. Не внося изменений в появившееся окно свойств набираемого спектра, нажать кнопку «**Ок**», в следующем появившемся окне установить режим набора «**По живому времени**» и выставить время набора спектра **600 секунд**.

Окончание набора спектра происходит автоматически по завершении установленного времени. Зафиксировать значение интегрального счета, отображенное в окне состояния. Сохранить набранный спектр в папку «.....» на рабочем столе с помощью команды «**Сохранить как**» во вкладке «**Файл**». При сохранении выбрать формат файла GBS с расширением «**.spe**».

2. Получение образца с наведенной активностью

Перейти в комнату, где находится генератор нейтронов, убрать защитные щиты, стоящие перед фронтальной частью детектора (см. рис. 2.7), и положить образец на поверхность перед генератором нейтронов ИНГ-07Т. Вернуть защиту на место и с помощью дозиметра-радиометра БДКС-96Б произвести замер мощности дозы фонового гамма-излучения вблизи установки.

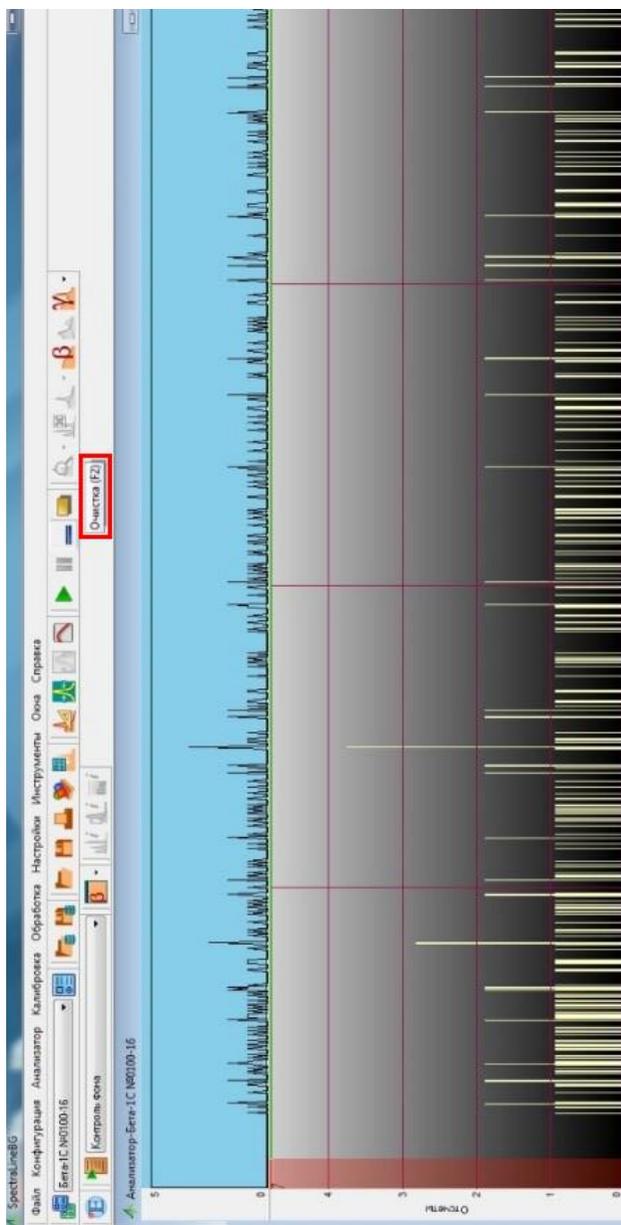


Рис. 2.6. Окно анализатора импульсов и кнопка очистки памяти анализатора

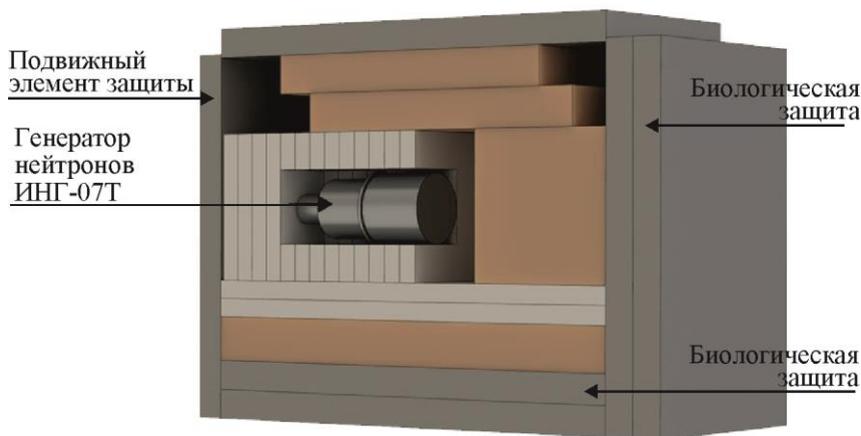


Рис. 2.7. Расположение щитов для радиационной защиты нейтронного генератора

Включить тумблер на БПУ генератора и перейти из комнаты, в которой находится генератор нейтронов, в комнату с пультом управления.

***ВНИМАНИЕ!** Уходя, убедитесь, что в комнате с генератором нейтронов отсутствуют люди. При запуске генератора вход в данную комнату будет заблокирован и включена сигнализация, оповещающая о работе с ионизирующим излучением.*

Запустить программу управления нейтронным генератором на персональном компьютере и установить следующие параметры: время работы генератора (Техро) **1800 секунд**, напряжение на трубке (Utube) **60 кВ**, ток трубки (Ipenn) **80 мкА** (после ввода каждого значения нажать **SET**). Затем нажать **PREPARE** и подождать пока индикатор **Ready** станет зеленым. Запустить режим облучения кнопкой **HV**. В окне программы управления появится информация о текущем значении величины выхода нейтронов из мишени генератора. Данное значение необходимо записать и в дальнейшем указать в отчете.

По окончании облучения пройти в комнату с нейтронным генератором и в первую очередь проверить остаточную наведенную активность элементов установки с помощью переносного дозиметра рентгеновского и гамма-излучения ДКС-96Б. В случае критического превышения фоновой мощности дозы дождаться соответствующего ослабления значений мощности дозы до допустимых значений.

3. Измерение бета-активности облученного образца

Убрать защитные щиты и, взяв образец с помощью пинцета, перенести его в кювету детектора.

В программе **SpectraLineBG** очистить память анализатора и запустить новый набор (см. задание 1). Выбрать режим **«По живому времени»** и выставить время набора спектра **60 секунд**. В этом же окне открыть графу **«Дополнительно»**, далее выбрать **«последовательные измерения»** и **«количество спектров» 30**. Таким образом, будет записано 30 последовательных спектров длительностью **1 мин** каждый.

В данной работе для проведения расчетов необходимо получить зависимость концентрации (или числа) радионуклидов N_3 от времени t . Из полученных данных следует фиксировать только значения интегрального счета по окончании каждого из тридцати спектров, то есть отмечать изменения значения интегрального счета с интервалом в **1 мин** в течение **30 мин**. При необходимости можно сохранять данные каждого спектра способом, описанном в задании 1. В этом случае данные будут доступны для обработки в любое время.

Формат сохраненных файлов

Данные извлечь из сохраненных файлов спектров с расширением **«.spe»**, открыв их в текстовом редакторе (блокнот). Информация в файле представляет собой характеристику набранного спектра (два блока информации в начале и конце файла) и число набранных импульсов в каждом канале анализатора. Каждому следующему каналу соответствует следующая строка в файле спектра. Количество

Обработка результатов

1. По полученным данным интегрального счета N_{Σ} и ранее измеренным значениям фона N_{Φ} построить график зависимости скорости счета от времени за вычетом начального фона в полулогарифмических координатах $f(t)=\ln(N_{\Sigma}-N_{\Phi})$. Кривая имеет перегиб, показывающий, что исследуемый источник β -частиц содержит более одной компоненты, которые имеют различные периоды полураспада. Вид кривой поглощения показан на рис. 2.9.

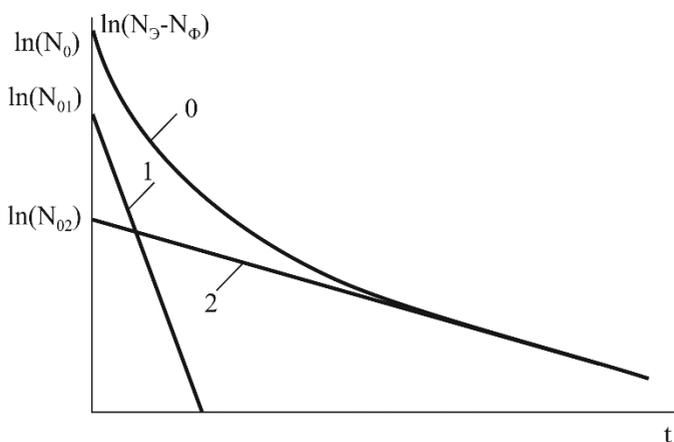


Рис. 2.9. Зависимость скорости счета от времени для случая, когда источник — смесь двух независимых радиоактивных изотопов:

0 — суммарная кривая; 1 — прямая, характеризующая распад короткоживущего изотопа, 2 — прямая, характеризующая распад долгоживущего изотопа

На кривой зависимости, в области перелома, с учетом погрешностей определения $\ln(N)$, провести прямую линию до пересечения с осью абсцисс. Точка пересечения соответствует периоду полного распада короткоживущей компоненты 1. С учетом погрешностей

вычисления $\ln(N)$ необходимо определить максимальное и минимальное время полного распада. Эти значения дают возможность оценить погрешность определения периода полураспада.

Далее прямую $\ln(N_2) = \ln(N_{02}) - \lambda_2 t_2$, характеризующую распад долгоживущей компоненты 2, экстраполируют до пересечения с осью ординат и находят N_{02} число отсчетов от второго радионуклида. Число отсчетов от первого радионуклида N_{01} находят путем вычитания полученного значения из N_0 . Участок, где содержатся отсчеты как от первого, так и от второго источника бета-частиц, делят на ряд участков. Для каждой точки участка вычисляют N_2 , преобразовав значение логарифма в обычное число. Затем вычисляют значения $N_1 = N_0 - N_2$ для всех выбранных значений N_2 в области регистрации бета-частиц от обоих источников, после чего строят зависимость

$$\ln(N_1) = \ln(N_{01}) - \lambda_1 t_1.$$

Все параметры построенной экспериментальной зависимости необходимо оценить с помощью метода наименьших квадратов.

Исследуя углы наклона графиков компонент, найдите периоды полураспада короткоживущей и долгоживущей компоненты, и оцените погрешности. Сравните полученные результаты со значениями, приведенными в таблице 2.1.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представьте отчет о проделанной лабораторной работе.

Приведите

- цель проводимой работы,
- план проведения эксперимента,
- полученные экспериментальные данные,
- методику обработки результатов измерения,
- результаты оценки периодов полураспада,
- сделайте выводы о полученных периодах.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

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?
5. При обработке кривой распада серебра, содержащего 100 точек, получено $\chi^2 = 200$. Надежно ли данное измерение?
6. Из каких основных блоков состоит экспериментальная установка?
7. Какой источник нейтронов используется для облучения образца? Охарактеризуйте источник.
8. Какой детектор β -излучения использовался в данной работе?
9. Какой прибор использовался для контроля дозы наведенной активности в конструкционных материалах установки?
10. Какой метод используется при обработке результатов измерений?
11. Как оценить, насколько хорошо закон радиоактивного распада соответствует полученной в работе зависимости? Почему?
12. Насколько хорошо оценены периоды полураспада? Почему?
13. Предложите план эксперимента по определению периода полураспада изотопов серебра, индия.
14. Как уменьшить погрешности оценок периодов полураспада?

СПИСОК РЕКОМЕНДУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Нейтронные генераторы. ФГУП ВНИИА / Нейтронные генераторы для элементного анализа веществ и материалов. URL: http://www.vniia.ru/production/incl/prospekt_element.pdf
2. Кадилин В.В., Рябева Е.В., Самосадный В.Т. Прикладная нейтронная физика; учебное пособие. Москва, 2011.
3. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика. Кн. 1. Физика атомного ядра. Свойства нуклонов, ядер и радиоактивных излучений. Ч. 2. Ядерные взаимодействия: учебник для вузов, 5-е изд. М.: Энергоатомиздат, 1993.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 3. СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИСТОЧНИКОВ НЕЙТРОНОВ

Цель работы: изучение спектральных характеристик изотопных источников и генератора нейтронов с помощью многослойного детектора нейтронов.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

ИССЛЕДУЕМЫЕ ИСТОЧНИКИ НЕЙТРОНОВ И ИХ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Известны следующие типы источников нейтронов:

- радионуклидные (ампульные) источники;
- ускорители;
- компактные ускорители: нейтронные генераторы;
- реакторы:
 - а) промышленные и б) исследовательские, как непрерывные, так и импульсные;

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

РАДИОНУКЛИДНЫЕ ИСТОЧНИКИ НЕЙТРОНОВ

Источники на основе реакции деления

Нейтроны, испускаемые радионуклидными, или, как их еще называют, изотопными источниками, возникают вследствие протекания в материале источника различных ядерных реакций. 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 на 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 рисунке 3.1.

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

Энергетический спектр нейтронного излучения ^{252}Cf может быть описан формулой Уатта

$$\varphi(E) = 0,373e^{-0,84E} \text{sh}\sqrt{2,0E},$$

где $\varphi(E)$ – доля нейтронов с энергией E в единичном энергетическом интервале (МэВ).

Для нейтронов с энергией более 3 МэВ можно использовать приближённую формулу:

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

где $k = 0,67 \text{ МэВ}^{-1}$ для ^{252}Cf , $k = 0,76 \text{ МэВ}^{-1}$ для ^{235}U .

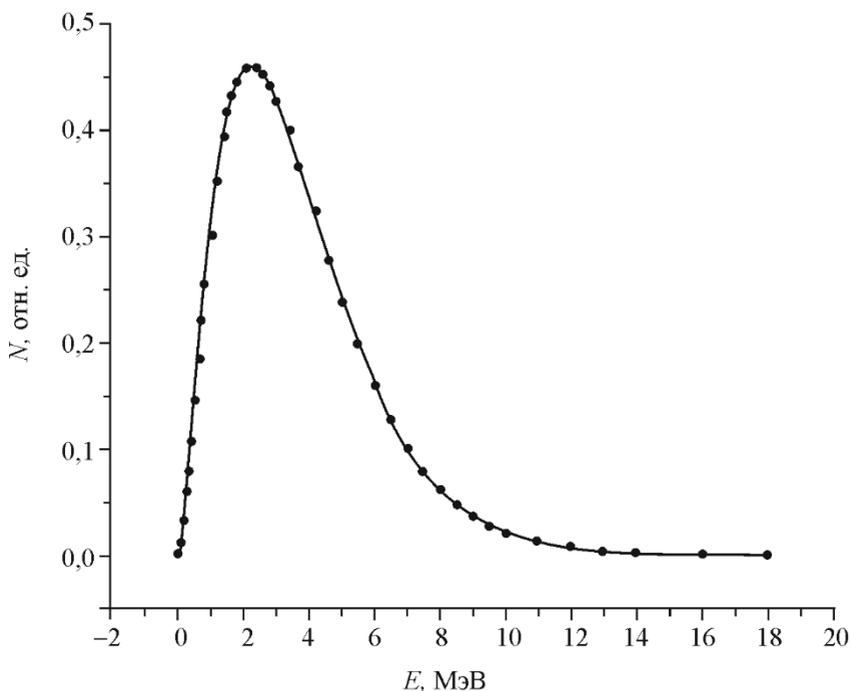
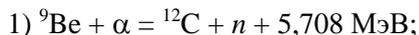


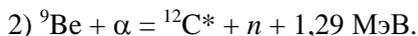
Рис. 3.1. Спектр нейтронов, образовавшихся в результате спонтанного деления ядра ^{252}Cf

Число нейтронов на распад достигает 3,8, а фотонов – около 3. Выход нейтронов составляет $2,7 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$ 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.

(α, n)-источники нейтронов

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





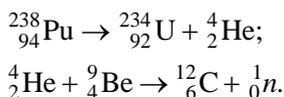
Во второй ветви ядро углерода образуется в возбуждённом состоянии, которое снимается испусканием фотона с энергией 4,42 МэВ.

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 часто Pu. Как правило, Be-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 ядерные реакции:



Благодаря им спектр испущенных нейтронов имеет вид, представленный на рисунке 3.2.

Недостатками (α, n)-источников являются:

- сплошной сложный спектр;
- наличие сопутствующего гамма-излучения;
- для некоторых источников – маленький период полураспада.

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

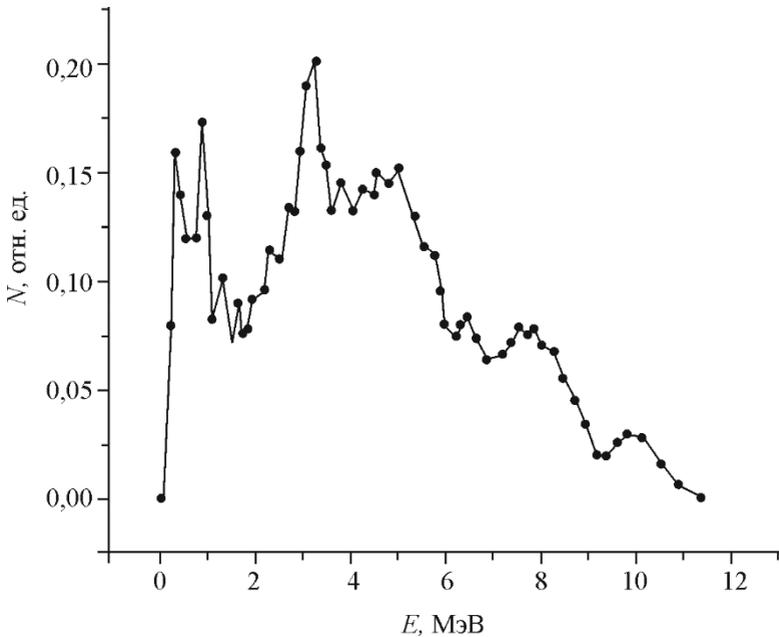
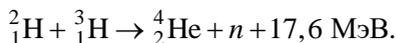
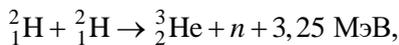


Рис. 3.2. Спектр нейтронов, образующихся в результате превращений в источнике ^{238}Pu -Be

Нейтронные генераторы

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 .

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 рисунок 3.3.

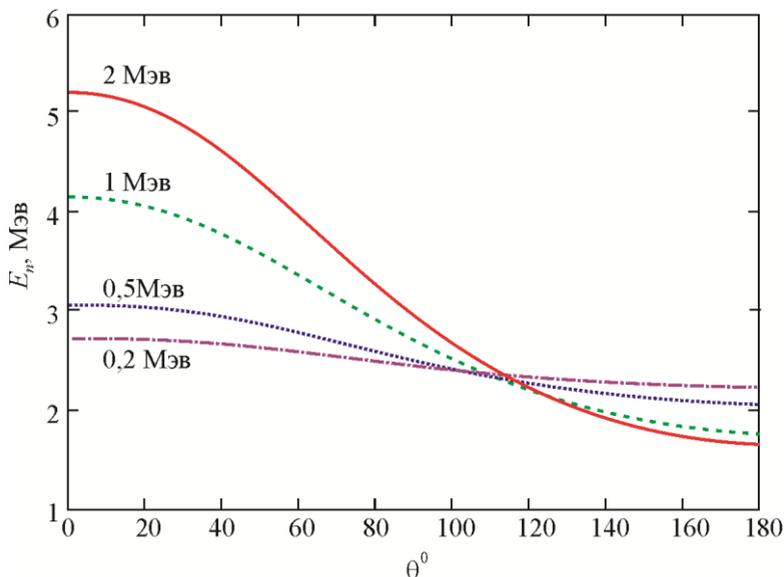


Рис. 3.3. Зависимость кинетической энергии нейтронов от угла их вылета:

E_n – кинетическая энергия нейтрона, θ – угол между направляющими импульсов нейтрона и налетающего дейтрона, подписи у кривых означают энергии дейтронов. Нейтроны рождаются в реакции (d,d)

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

нейтронов. Если принять значение энергии падающего дейтрона примерно равной нулю $E_d \approx 0$, то по вышеприведенной формуле энергия вылетающего нейтрона равна

$$E_n \approx \frac{3}{4} E = \frac{3}{4} 3,25 = 2,45 \text{ МэВ.}$$

В реакции (d, T) рождается α -частица и нейтрон. Зависимость энергии нейтрона E_n от энергии падающего дейтрона E_d , энергии реакции E и угла θ между направлением движения дейтрона и вылетевшего нейтрона после учета законов сохранения энергии и импульса можно записать следующим образом

$$E_n = \frac{4}{5} E + \frac{2}{5} E_d + \frac{2}{5} \sqrt{E_n E_d} \cos(\theta).$$

Найденную таким образом зависимость кинетической энергии нейтронов от угла их вылета для реакции (d, T) иллюстрирует рисунок 3.4.

Если принять значение энергии падающего дейтрона примерно равной нулю $E_d \approx 0$, то по вышеприведенной формуле энергия вылетающего нейтрона равна

$$E_n \approx \frac{4}{5} E = \frac{4}{5} 17,6 = 14,06 \text{ МэВ.}$$

Для ускорения дейтронов необходимо прежде всего ионизировать атомы дейтерия, которые обычно используются в качестве возбудителей ядерной реакции синтеза. Это достигается путем нагрева материала, 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.

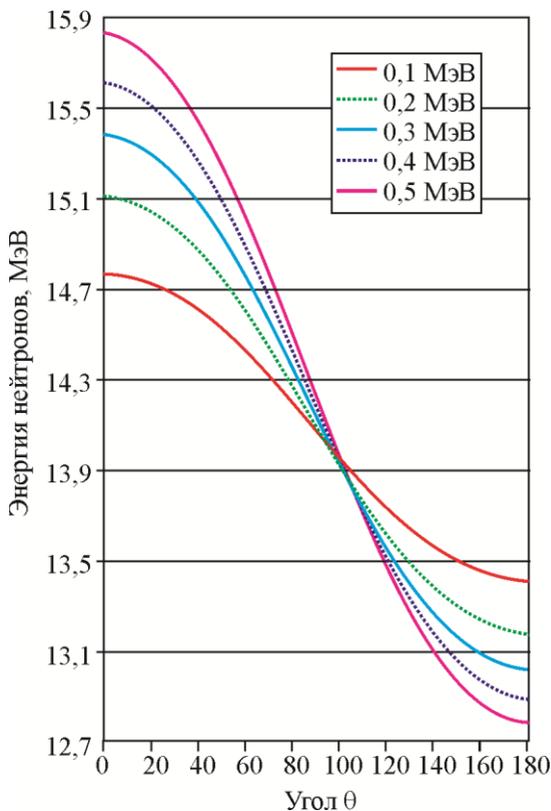


Рис. 3.4. Зависимость кинетической энергии нейтронов от угла их вылета: E_n – кинетическая энергия нейтрона, θ – угол между направляющими импульсов нейтрона и налетающего дейтрона, подписи у кривых означают энергии дейтронов. Нейтроны рождаются в реакции (d, T)

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Структурная схема экспериментальной установки приведена на рисунке 3.5. 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.

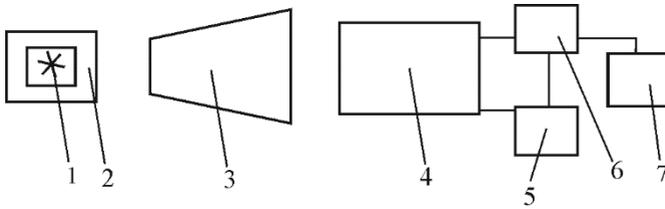


Рис. 3.5. Структурная схема установки:

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

СТРУКТУРНАЯ СХЕМА ГЕНЕРАТОРА

Структурная схема генератора показана на рисунке 3.6. Генератор состоит из двух отдельных блоков: устройства управления и излучателя нейтронов. Устройство управления является прибором настольного типа; оно может быть помещено также в приборную стойку.

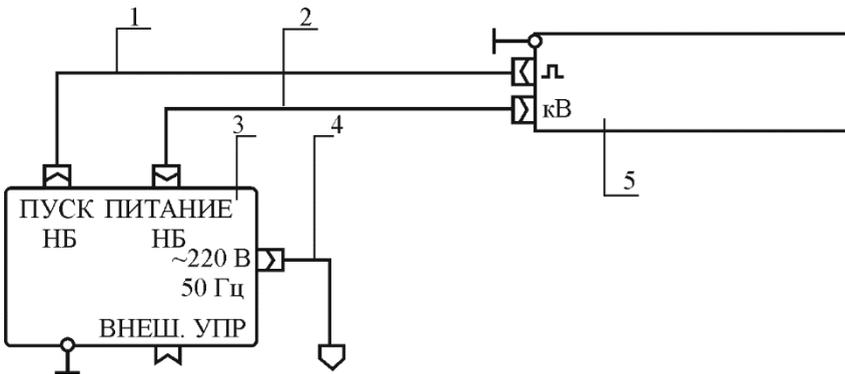


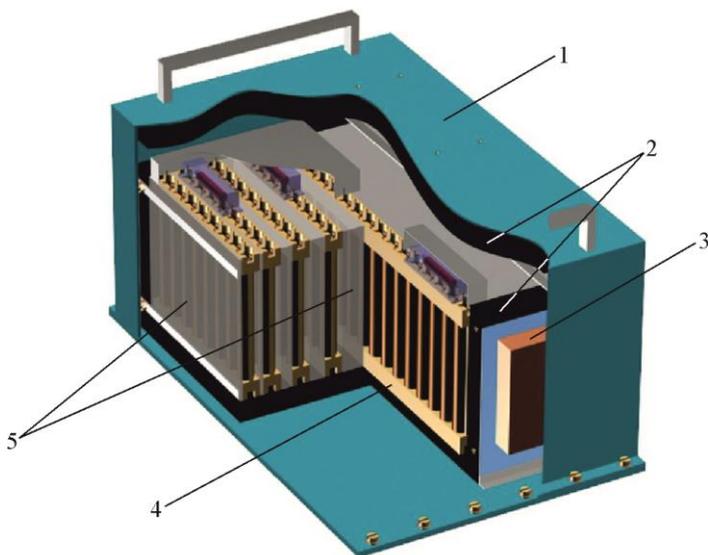
Рис. 3.6. Структурная схема генератора и его соединений:

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

ОПИСАНИЕ МНОГОСЛОЙНОГО ДЕТЕКТОРА НЕЙТРОНОВ

В состав многослойного детектора нейтронов (МДН) входят: многослойный регистрирующий блок, выполненный на основе ^3He -счетчиков медленных нейтронов и замедлителя быстрых нейтронов – полиэтилена; усилители-формирователи сигналов регистрирующих слоев; многоканальный усилитель мощности; блок высоковольтного преобразователя для питания счетчиков (рис. 3.7). Кроме того, в состав регистрирующей аппаратуры входят электронный блок сбора, предварительной обработки и передачи данных в компьютер, а также персональный компьютер.

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



*Рис. 3.7. Многослойный детектор нейтронов:
1 – стальной корпус МДН; 2 – защитный слой из борированного полиэтилена; 3 – блок электроники; 4 – кассета с гелиевыми счетчиками;
5 – замедляющие слои из полиэтилена*

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 рисунке 3.8 приведено глубинное распределение тепловых нейтронов при облучении плоского барьера из полиэтилена моноэнергетическими нейтронами при их энергии от 5 эВ до 14 МэВ.

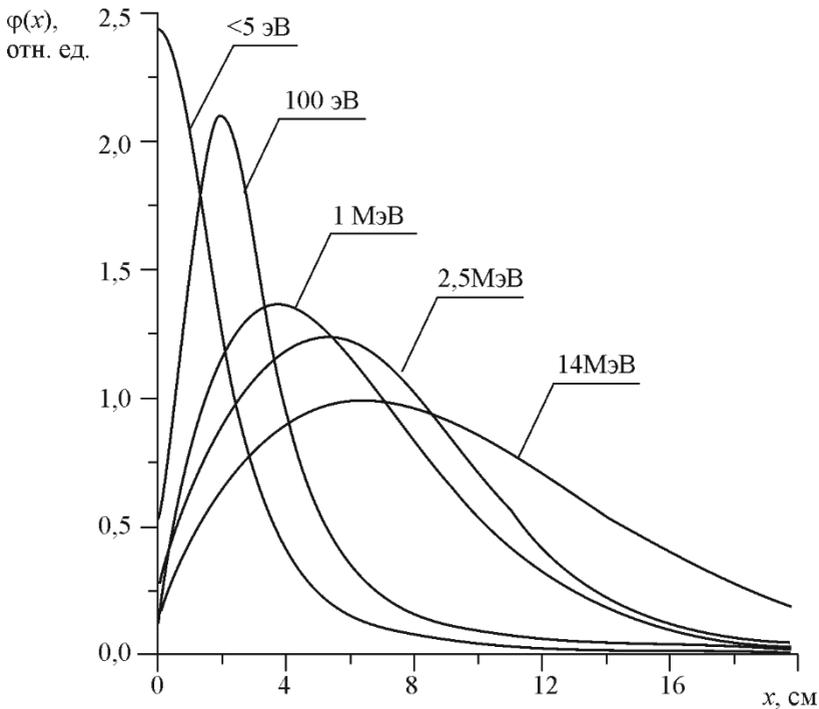


Рис. 3.8. Распределение тепловых нейтронов по глубине при облучении плоской среды моноэнергетическими нейтронами.

По оси абсцисс – расстояние от поверхности барьера.

По оси ординат – относительная плотность потока нейтронов.

Цифры у графиков – начальная энергия падающих нейтронов

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.

Регистрирующий блок МДН (рис. 3.7) включает пять пар расположенных последовательно друг за другом однотипных регистрирующих слоев – кассет со счетчиками медленных нейтронов **4** (по 5 гелиевых счетчиков в каждой кассете), разделенных слоями замедлителя (полиэтилен) **5** различной толщины. 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, образуя коллиматор **2**. С боковой и задней стороны МДН крепятся электронные блоки отбора электрических сигналов, преобразователь напряжения, усилители мощности и система сбора, предварительной обработки и передачи данных в персональный компьютер **3**. Лицевая сторона свободна.

Каждый регистрирующий слой имеет индивидуальный отклик (число зарегистрированных импульсов) Q_i (где i – номер регистрирующего слоя). Отклик каждого i -го слоя является функцией от спектра нейтронов $\varphi(E)$ и чувствительности $S_i(E)$ i -го слоя к нейтронам с энергией E

$$Q_i = \int_0^{\infty} S_i(E) \varphi(E) dE. \quad (3.1)$$

Восстановление энергетического распределения потока нейтронов необходимо провести с помощью МНК.

Искомый спектр нейтронов $\varphi(E)$ можно представить в виде суперпозиции состоящей из n простых спектров $\psi_j(E)$ $j = \overline{1, n}$:

$$\varphi(E) = \sum_{j=1}^n \beta_j \psi_j(E). \quad (3.2)$$

Причем $\psi_j(E)$ могут иметь конкретный физический смысл, например быть функциями описывающими спектры деления, замедления, тепловых нейтронов или описывать монолинии (представленные в виде гауссианов).

Самое простое и универсальное разложение получается, если в качестве $\psi_j(E)$ будем брать непрерывный постоянный спектр на узком энергетическом интервале, т. е.

$$\psi_j(E) = \begin{cases} const, & \text{если } E_j < E < E_{j+1}, \\ 0 & \text{вне указанного интервала.} \end{cases} \quad (3.3)$$

Выражение (3.2) можно подставить в выражение (3.1) и получим замену интегрального уравнения на сумму:

$$Q_i = \int_0^{\infty} S_i(E) \left[\sum_{j=1}^n \beta_j \psi_j(E) \right] dE = \sum_{j=1}^n S_{ij} \beta_j. \quad (3.4)$$

Такие выражения можно записать для каждого из m (в нашем случае – 5) слоев детектора $i = \overline{1, m}$.

В общем случае число функций $\psi_j(E)$ может не совпадать с числом слоев в детекторе. В условиях данной лабораторной работы будем считать, что $m=n=5$.

Уравнения (3.4) можно представить в виде системы линейных уравнений и записать в матричном виде

$$\vec{Q} = \mathbf{S}\vec{\beta}. \quad (3.5)$$

Имея отклики каждого слоя Q_i , необходимо решить систему линейных уравнений (3.5) относительно $\vec{\beta}$ и затем восстановить исходный спектр нейтронов $\varphi(E)$ в соответствии с формулой (3.2).

При этом необходимо использовать элементы матрицы S_{ij} – чувствительность i -го элемента к нейтронам j -го спектра (как в формуле (3.4)). Матрица \mathbf{S} является характеристикой конкретного многослойного детектора. Значения элементов матрицы, вид функций ψ_j и границы энергетических интервалов (3.3) выдаются студентам перед выполнением лабораторного задания.

Одновременная регистрация откликов всех регистрирующих слоев позволяет осуществлять спектрометрию нейтронного излучения с высокой суммарной чувствительностью во всем диапазоне энергий нейтронов, испускаемых 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 ПОТОКА НЕРАССЕЯННЫХ НЕЙТРОНОВ (ИСКЛЮЧЕНИЕ РАССЕЯННЫХ НЕЙТРОНОВ)

При проведении эксперимента, кроме прямого излучения, падающего на переднюю – регистрирующую – поверхность детектора, свой вклад в общую скорость счета, несмотря на защиту, дает и отраженное (рассеянное) 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 теневым конусом. Схемы этого эксперимента показаны на рисунках 3.9 и 3.10.

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.

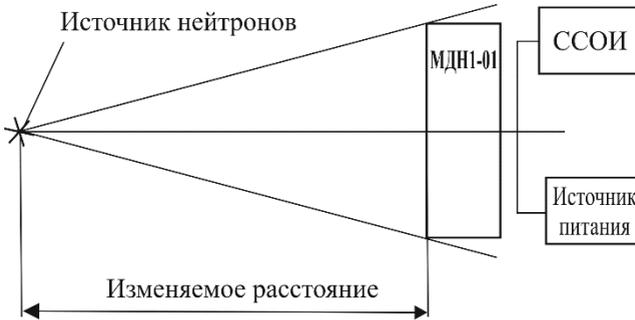


Рис. 3.9. Схема проведения эксперимента с источником нейтронов без использования теневого конуса

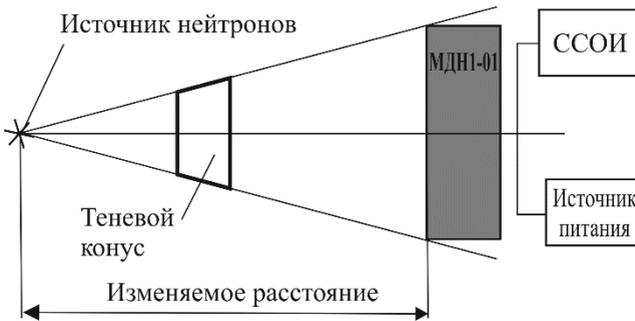


Рис. 3.10. Схема проведения эксперимента с источником нейтронов с использованием конуса

ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Полученные данные представляют собой совокупность откликов регистрирующих слоев МДН на поток зарегистрированных им

нейтронов. Для определения группового представления потока нейтронов, как падающих на лицевую сторону МДН от источника, так и замедленных слоями замедлителя, необходимо решить интегральное уравнение (3.1). Для его решения необходимо использовать МНК.

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 рисунком 3.4.
2. Включить нейтронный генератор и установить режим его работы согласно инструкции.
3. Произвести измерение откликов МДН. Полученные результаты сохранить в файл.
4. Установить теневой конус.
5. Произвести повторное измерение откликов МДН. Полученные результаты сохранить в файл.
6. Выключить нейтронный генератор.
7. Произвести обработку полученных данных МНК и получить спектральные характеристики нейтронного генератора.

8. Провести сравнительный анализ теоретических и экспериментальных значений спектральных характеристик нейтронного генератора. Дать письменную интерпретацию полученным результатам.

2. Изучение спектра источника нейтронов спонтанного деления

1. Собрать экспериментальную установку, где в качестве источника используется ^{252}Cf , в соответствии с рисунком 3.4.
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 пунктам 2–4.
6. Произвести обработку полученных данных МНК и получить спектральные характеристики источника ^{252}Cf .
7. Провести сравнительный анализ теоретических и экспериментальных значений спектральных характеристик источника ^{252}Cf . Дать письменную интерпретацию полученным результатам.

3. Изучение спектра радионуклидного источника нейтронов Pu-Be

1. Собрать экспериментальную установку, где в качестве источника используется Pu-Be, в соответствии с рисунком 3.4.
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 пунктам 2–4.

6. Произвести обработку полученных данных МНК и получить спектральные характеристики источника Pu-Be.
7. Провести сравнительный анализ теоретических и экспериментальных значений спектральных характеристик источника Pu-Be. 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 (задание 3) для каждого из регистрирующих слоев детектора и каждого источника вычесть из результата такого же измерения по п. 2 (задание 3).
2. Восстановить спектральные характеристики источников по имеющимся функциям откликов с использованием метода наименьших квадратов. Привести оценки спектральных характеристик и погрешности этих оценок.
3. Представить результаты восстановления спектральных характеристик трех измеренных источников нейтронов на одном графике.
4. Проанализировать восстановленные спектральные характеристики. Можно ли с помощью многослойного детектора различить (α, n) -источник, источник деления и источник быстрых нейтронов – генератор нейтронов?

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Какие источники нейтронов вам известны?
2. На каких ядерных реакциях основано получение нейтронов в радионуклидных источниках?
3. Почему спектр нейтронов в радионуклидных источниках непрерывный?
4. На каких ядерных реакциях основано получение нейтронов в нейтронных генераторах?

5. Почему спектр нейтронов в нейтронных генераторах близок к дискретному?
6. Из каких основных узлов состоит нейтронный генератор?
7. На каком принципе основана регистрация нейтронов?
8. Из каких элементов состоит многослойный детектор нейтронов?
9. Каким образом можно восстановить спектр нейтронов (оценить параметры спектральных характеристик)?
10. Каким образом рассчитывается погрешность восстановленных спектральных характеристик? Можно ли уменьшить погрешность оценок?
11. Какие проблемы могут возникнуть при попытке восстановить спектр нейтронов в 20 и более групповом приближении с помощью многослойного детектора?

СПИСОК РЕКОМЕНДУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кадилин В.В., Рябева Е.В., Самосадный В.Т. Прикладная нейтронная физика: учебное пособие. Москва, 2011.
2. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика. Кн. 1. Физика атомного ядра. Свойства нуклонов, ядер и радиоактивных излучений. Ч. 2. Ядерные взаимодействия: учебник для вузов, 5-е изд. М.: Энергоатомиздат, 1993.
3. Бекман И.Н. Атомная и ядерная физика: радиоактивность и ионизирующие излучения: учебник для бакалавриата и магистратуры. 2-е изд., испр. и доп. М.: Издательство Юрайт, 2018.
4. Кадилин В.В., Деденко Г.Л., Колесников С.В., Каплун А.А., Самосадный А.В., Самосадный В.Т. Многослойный детектор для оперативной оценки спектрального состава полей нейтронов. Приборы и техника эксперимента. 2002, №3, с. 14-23.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №4. ИССЛЕДОВАНИЕ УГЛОВОЙ ЗАВИСИМОСТИ ЭНЕРГИИ НЕЙТРОНОВ НА ВЫХОДЕ ИЗ D-T НЕЙТРОННОГО ГЕНЕРАТОРА

Цель: изучение угловой зависимости энергии быстрых нейтронов на выходе из генератора нейтронов ИНГ-07Т; получение навыков работы с генератором нейтронного излучения, а также со средствами дозиметрического контроля ионизирующего излучения.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Для генерации нейтронов в генераторах быстрых нейтронов используются так называемые термоядерные реакции (d,d) и (d,t)



Реакция (d,n) сводится к «переходу» протона из бомбардирующего дейтрона в бомбардируемое ядро, в результате чего нейтрон освобождается. Энергия реакции равна разности энергии связи протона в конечном ядре и в дейтроне.

Энергия связи протона (и нейтрона) в дейтроне очень мала – 2,23 МэВ. В большинстве других ядер энергия связи нейтрона значительно меньше, поэтому для многих ядер энергия реакции (d,n) положительна. Поэтому такие реакции могут наблюдаться уже при небольших энергиях падающих дейтронов.

Полное сечение реакции (4.1) составляет 10^{-25} см^2 при энергии дейтрона в пределах от 0,1 до 3 МэВ.

Зависимость полного сечения реакции (4.2) от энергии дейтронов в пределах до 300 кэВ выражается эмпирической формулой:

$$\sigma(E_d) = 1,3 \cdot 10^{-6} E_d^3 - 8 \cdot 10^{-4} E_d^2 - 0,14 E_d - 2,56. \quad (4.3)$$

Энергия нейтронов E_n , МэВ, получающаяся по реакции $T(d,n)^4\text{He}$ может быть найдена из следующего выражения:

$$1,25 E_n - 0,5 E_d - 0,5 \sqrt{2 E_n E_d} \cos \theta_n \approx 17,577 \text{ МэВ}. \quad (4.4)$$

При малых энергиях дейтронов $E_d \approx 100-150$ кэВ энергия испускаемых нейтронов равна примерно 14,3 МэВ.

Для обеспечения длительного стабильного потока нейтронов в генераторах обычно применяют 50% смесь газов D и T. Так как сечение реакции D-T примерно в 200 раз больше сечения реакции D-D, то в первом приближении можно считать, что генерируются только D-T нейтроны. Поскольку в пучке ионов и в мишени только 50% D и 50% T, то выход 14 МэВ нейтронов из мишени составляет лишь 0,25 выхода нейтронов при чистой реакции D-T.

Угловым распределением называется зависимость интенсивности излучения, в данном случае нейтронного, от угла θ между направлением бомбардирующих частиц и выделенным направлением на точку наблюдения.

Зависимость значения энергии продуктов ядерной реакции от угла их вылета в лабораторной системе координат достаточно хорошо изучена и определяется известной формулой для кинетической энергии продуктов реакции:

$$E_n = \frac{m_d m_n E_d}{(m_n + m_{\text{He}})^2} \times \left(\cos \theta_{n-d} + \sqrt{\cos^2 \theta_{n-d} + \frac{(m_n + m_{\text{He}}) [(m_{\text{He}} - m_d) E_d + m_{\text{He}} Q]}{m_d m_n E}} \right)^2, \quad (4.5)$$

где E_n – кинетическая энергия одного из продуктов реакции (в данном случае нейтрона), m_n – масса одного нейтрона, m_d – масса налетающей частицы (дейтрона), E_d – кинетическая энергия налетающей

частицы (дейтрона), m_{He} – масса второго продукта реакции (ядра изотопа ^4He), Q – энергия реакции, θ_{n-d} – угол между направлением вылета нейтрона и направлением движения налетающего иона дейтерия. Отдельно следует обратить внимание на то, что масса покоящегося ядра (ядра мишени) никак не задействуется в данном выражении.

С использованием данного соотношения могут быть построены графики зависимости энергии нейтронов на выходе из мишени генератора от угла вылета (рис. 4.1) для различных групп энергий ионов дейтерия, реагирующих с тритием (80, 120, 160 кэВ). При этом рассматривается плоский угол между направлением вылета нейтрона и направлением движения дейтрона, который дал начало реакции с образованием нейтрона. Как видно из рисунка 4.1, энергия нейтронов, вылетающих в направлении пучка ионов дейтерия, имеет большее значение. Кроме того, при увеличении энергии ускоряемого пучка разница в энергии между диаметрально противоположно вылетающими нейтронами увеличивается.

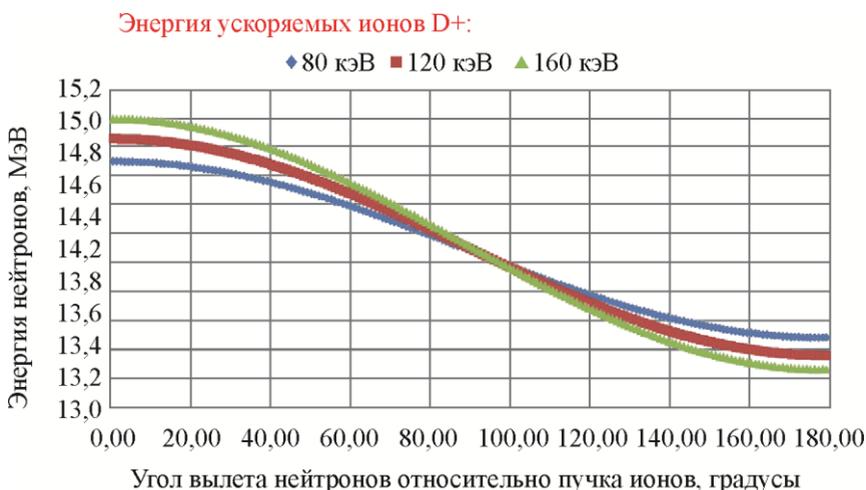


Рис. 4.1. Теоретическая анизотропия потока нейтронов. Зависимость энергии нейтронов в реакции D-T от угла вылета нейтронов

Примечательной особенностью данного распределения является факт практически одинакового значения энергии образующихся нейтронов, которые вылетают под углом 90° к направлению движения дейтрона.

В лабораторной работе № 1 изучалось угловое распределение выхода нейтронов из мишени нейтронного генератора и влияние на угловую зависимость интенсивности потока нейтронов корпуса нейтронного генератора.

Знание углового распределения по интенсивности и по энергии нейтронов позволяет выбрать наиболее выгодные условия облучения и учесть поправки, связанные с различными значениями энергий нейтронов в различных направлениях их вылета.

Формула (4.5) для расчета энергии продуктов ядерной реакции не учитывает возможных изменений энергии дейтрона за счет его торможения в материале мишени нейтронного генератора.

Мишень нейтронного генератора представляет собой тонкий слой гидрида металла (например, титана). При этом гидрид образуется за счет адсорбции металлом изотопов трития в процессе создания мишени. Мишень обычно располагается на теплоотводящей подложке. Процесс генерации нейтронов в генераторе представляет собой классическую термоядерную реакцию типа D-D или D-T. В данной работе нас преимущественно интересуют реакции типа D-T.

Несмотря на то, что толщина тритиевой мишени достаточно маленькая (обычно порядка 2 мкм), ионы дейтерия, получаемые из источника ионов в генераторе и ускоренные до энергии вплоть до 160 кэВ успевают замедлиться в мишени до полной потери энергии. При этом зависимость сечения термоядерной реакции типа D-T от энергии дейтрона носит нелинейный характер с максимумом в области энергии 110 кэВ (см. рисунок 4.2).

Соответственно, при попадании ионов дейтерия с энергией порядка 160 кэВ, в мишень, содержащую тритий, на выходе из мишени можно будет наблюдать нейтроны различных энергий практически непрерывного спектра, с максимальной энергией, соответствующей максимальной энергии дейтронов, и с минимальной энергией, аналогично соответствующей минимальной энергии дейтрона. Квазинепрерывность распределения энергии нейтронов на выходе будет обусловлена малым значением линейной потери энергии для

иона дейтерия, двигающегося в веществе мишени. Для титан-тритиевой мишени (TiT_2) зависимость потерь энергии от энергии дейтрона представлена на рисунке 4.3.

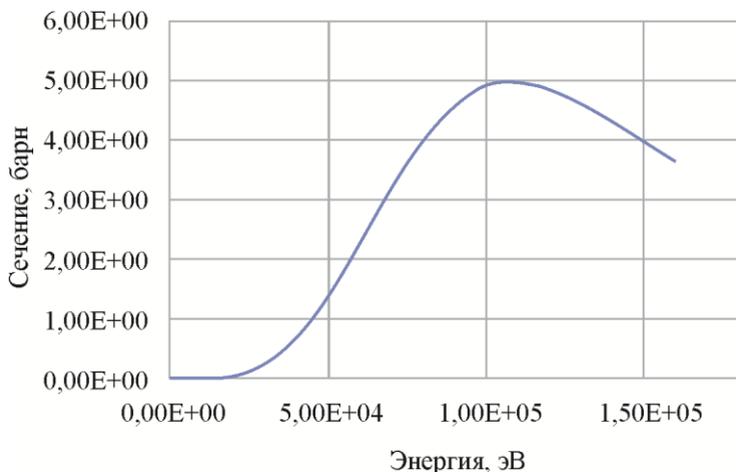


Рис. 4.2. Зависимость сечения реакции D-T от энергии налетающего дейтрона

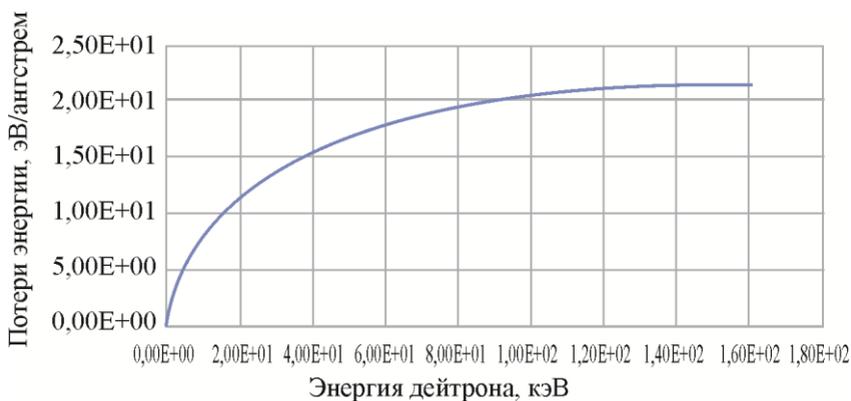


Рис. 4.3. Зависимость потерь энергии дейтрона на единицу пути в TiT_2 мишени в зависимости от его энергии

В среднем в каждом акте соударения с атомами мишени дейтрон теряет около 15 эВ своей энергии. Соответственно, при большом количестве дейтронов на выходе из мишени будет сформировано большое количество нейтронов очень близкой энергии. Таким образом и формируется квазинепрерывный энергетический спектр нейтронов, появляющихся при попадании в тритиевую мишень дейтронов с одним определенным значением энергии.

Учет замедления ионов в мишени проводился в виде аналитического расчета изменения выхода нейтронов определенной энергии в зависимости от глубины проникновения дейтронов в мишень. Можно сказать, что основными факторами, влияющими на характер квазинепрерывного спектра нейтронов на выходе из мишени, являются вид сечения реакции образования нейтронов (рис. 4.2) и максимальная энергия дейтрона. Значение максимальной энергии дейтрона, по сути, определяет максимальную энергию нейтрона, а значит, и определяет ширину квазинепрерывного энергетического распределения.

При этом значение максимальной энергии зависит от угла, в направлении которого рассеиваются нейтроны при первом столкновении с атомами мишени. Чем ближе значение угла к 90° , тем большую часть энергии дейтрон теряет в данном акте рассеяния, и значит, тем меньше будет ширина квазинепрерывного энергетического распределения вылетающих из мишени нейтронов. На рисунке 4.4 показаны результаты аналитического расчета учета влияния замедления ионов в мишени на энергию вылетающих нейтронов. Для расчета взята энергия дейтронов со значением в 160 кэВ, что соответствует максимальному значению ускоряющего напряжения в генераторе ИНГ-07Т.

Как видно, учет замедления ионов в мишени генератора формирует асимметричный пик распределения выхода нейтронов с различной энергией. При этом весьма важным является смещение максимальной интенсивности вылетающих нейтронов в область с меньшей энергией для дейтронов, имеющих энергию более 100 кэВ. Аналогичные результаты можно найти в литературе [4].

Таким образом, даже если бы у нас был детектор, способный с абсолютной точностью измерить энергию вылетающего нейтрона из

мишени генератора, мы получили бы некоторое распределение энергий с максимумом в определенном значении, не всегда соответствующим максимальной энергии вылетающих нейтронов.

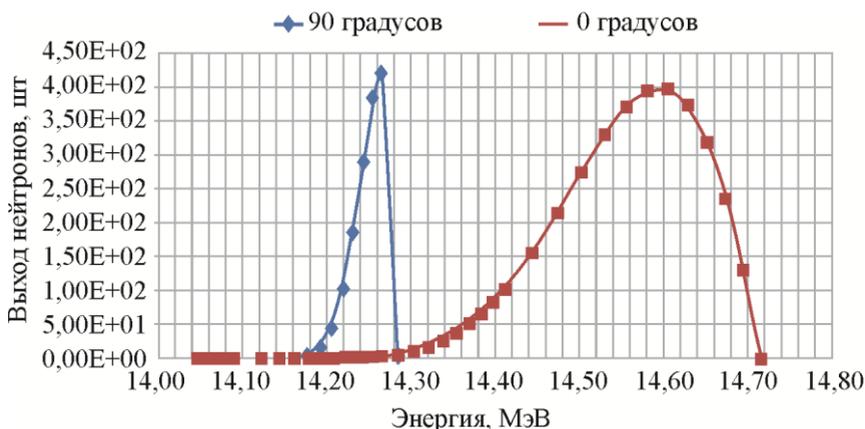


Рис. 4.4. «Квазинепрерывные» энергетические спектры нейтронов, образующихся в тритиевой мишени под воздействием дейтронов с энергией 160 кэВ по направлению пучка ускоренных ионов (0 градусов) и под углом 90 градусов к пучку ускоренных ионов

Для измерения энергии нейтронов на выходе из нейтронного генератора в данной работе предлагается использовать детектор на основе монокристалла алмаза.

Основной принцип регистрации нейтронов детектором с алмазным чувствительным элементом (АЧЭ) основан на сборе заряда, возникающего при торможении в АЧЭ детектора ядер отдачи и продуктов ядерных реакций, возникающих при взаимодействии нейтрона с ядрами углерода. При нейтронном облучении детектор регистрирует суммарную энергию продуктов реакций в теле детектора. При облучении алмаза быстрыми нейтронами происходит упругое и неупругое рассеяние нейтронов, а также ядерные реакции на углероде с образованием заряженных частиц. В таблице 4.1 приведены основные реакции ядер углерода с быстрыми нейтронами.

Таблица 4.1

Основные ядерные реакции углерода ^{12}C с быстрыми нейтронами

Энергия нейтрона E_n , МэВ	Ядерная реакция и её энергия Q , МэВ					
	$^{12}\text{C}(n,\alpha)^9\text{Be}$ 5,701	$^{12}\text{C}(n,\alpha)$ 7,275	$^{12}\text{C}(n,n)^{12}\text{C}$ 0	$^{12}\text{C}(n,p)^{12}\text{B}$ 12,587	$^{12}\text{C}(n,d)^{11}\text{B}$ 13,732	$^{13}\text{C}(n,\alpha)^{10}\text{Be}$ 3,835
4,79	–	–	1,360	–	–	0,955
6,3	0,599	–	1,789	–	–	2,465
7,87	2,169	0,595	2,235	–	–	4,035
12,82	7,119	5,545	3,641	0,233	–	8,985
13,79	8,089	6,515	3,917	1,203	0,058	9,955
15,52	9,819	8,245	4,408	2,933	1,788	11,685
16,93	11,229	9,655	4,809	4,343	3,198	13,095
18,48	12,779	11,205	5,249	5,893	4,748	14,645
20,54	14,839	13,265	5,834	7,953	6,808	16,705

Изотоп углерода ^{13}C в основном образуется в материале детектора под воздействием нейтронного облучения, и процентный вклад в формирование полезного сигнала от данной реакции в целом минимален.

В результате взаимодействия с быстрыми нейтронами с энергией, к примеру, 20 МэВ, с выхода детектора с АЧЭ можно получить спектр, изображенный на рисунке 4.5.

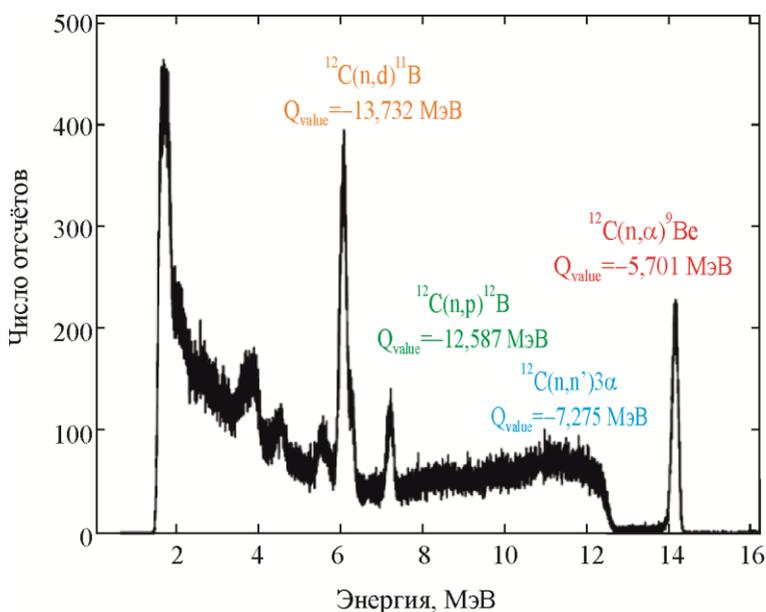


Рис. 4.5. Спектр, полученный с использованием алмазного детектора при регистрации нейтронов с энергией 20 МэВ

Нейтроны, которые предполагается регистрировать в данной работе, имеют энергию около 14 МэВ, соответственно спектр потерь энергий нейтронами внутри алмазного детектора будет выглядеть немного иначе (рис. 4.6).

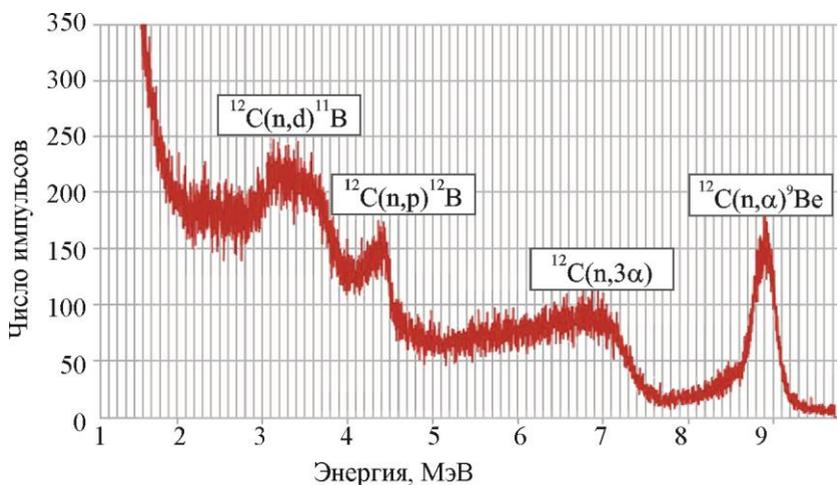


Рис. 4.6. Экспериментальный отклик алмазного детектора на нейтроны с энергией 14,5 МэВ, с указанием реакций, формирующих конкретные области спектра

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

В качестве источника нейтронов, применяемого в данной лабораторной работе, используется генератор нейтронов ИНГ-07Т непрерывного действия. Генератор предназначен для генерации потока нейтронов с энергией 14 МэВ в непрерывном режиме.

Работа ИНГ-07Т осуществляется в следующих климатических условиях:

- температура окружающего воздуха от +10 до +40 °С;
- относительная влажность воздуха – не более 90% при температуре 35 °С;
- атмосферное давление – от $0,86 \cdot 10^5$ до $1,06 \cdot 10^5$ Па (645–795 мм рт. ст.).

Технические данные:

- Поток нейтронов на мишени нейтронной трубки до $1,0 \cdot 10^9$ нейтр./с.

- Режим излучения нейтронного потока – непрерывный.
- Время непрерывной работы генератора:
 - на потоке $5 \cdot 10^8$ нейтр./с – не менее 2 часов;
 - на максимальном потоке – не менее 30 минут.Время непрерывной работы ограничено температурой перегрева излучателя (60 ± 5) °С. При достижении этой температуры генератор автоматически отключается.
- Питание генератора осуществляется от сети переменного тока с напряжением 220 В и частотой 50 Гц.
- Потребляемая мощность не более 250 Вт.

Внешний вид генератора нейтронов ИНГ-07Т и блока питания и управления (БПУ) приведены на рисунке 4.7.

Структурная схема генератора нейтронов приведена на рисунке 4.8.



*Рис. 4.7. Внешний вид генератора нейтронов ИНГ-07Т (справа)
и БПУ*

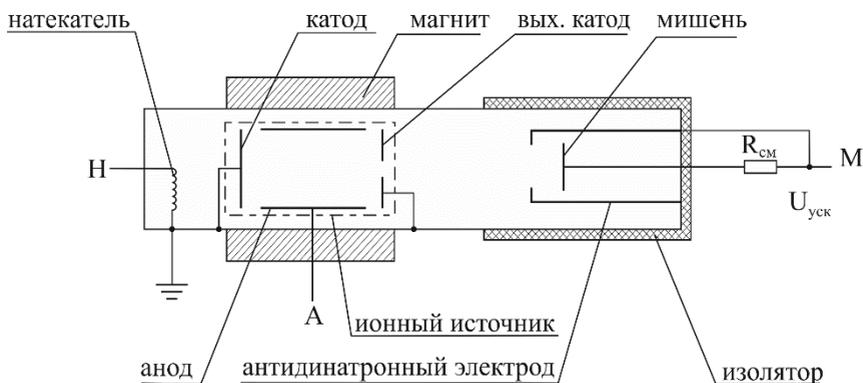


Рис. 4.8. Схема генератора нейтронов ИНГ-07Т

Источником нейтронов и основным элементом конструкции генератора является отпаянная газонаполненная нейтронная трубка, установленная в блоке излучателя нейтронов. По физическому принципу действия нейтронная трубка представляет собой линейный ускоритель ионов, генерация нейтронов в которой происходит в результате экзотермической реакции (4.2), когда ускоренные ионы дейтерия бомбардируют мишень, содержащую тритий. Получаемые при этом в результате реакции нейтроны имеют энергию 14 МэВ и излучаются изотропно в угол 4π относительно мишени.

Трубка имеет ионный источник Пеннинга с холодным катодом, хранилище рабочего газа – натекатель, специальный электрод вблизи мишени для подавления вторичных электронов, мишень. Рабочий газ (50% дейтерий + 50% тритий) содержится в адсорбированном состоянии в натекателе, представляющем собой цилиндр из гидроксида металла. Выделение рабочего газа происходит в результате термодесорбции при прохождении через натекатель электрического тока. Ионы в источнике образуются в результате газового разряда в скрещенных электрическом и магнитном полях. Аксиальное магнитное поле создается постоянным кольцевым магнитом, размещенным соосно с источником ионов.

Система управления генератора регулирует и автоматически контролирует все процессы, происходящие в нейтронной трубке.

Генератор нейтронов ИНГ-07Т в основном используется для проведения нейтронно-активационного анализа состава вещества, а также в методах нейтронографии для получения изображений структуры изучаемого объекта в поле быстрых нейтронов.

В связи с особенностями конструкции генератора, а также в связи с ненулевой энергией частиц, вступающих в реакцию с образованием нейтронов, выход нейтронов не является изотропным в пространстве.

Для регистрации нейтронного излучения используется детектор на основе монокристалла алмаза. На рисунке 4.9 показана схема экспериментальной установки.

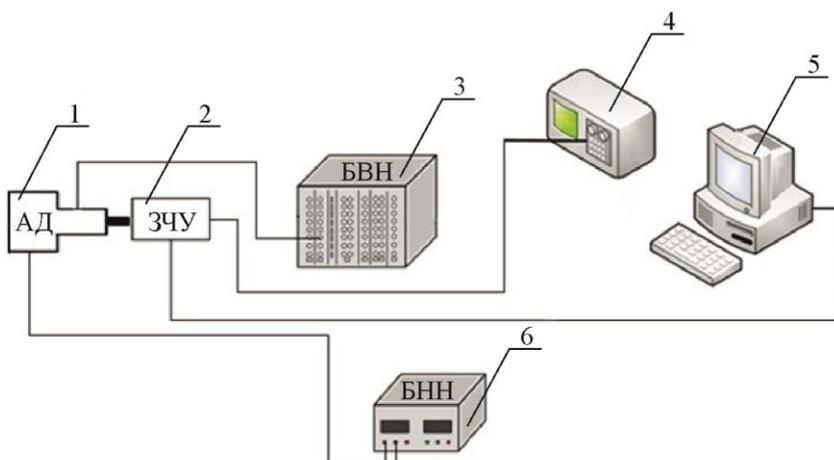


Рис. 4.9. Схема экспериментальной установки:

- 1 – алмазный детектор, 2 – зарядочувствительный усилитель,
3 – блок высокого напряжения, 4 – осциллограф, 5 – компьютер,
6 – блок низкого напряжения*

Источник ионизирующего излучения располагается напротив входного окна детектора (1). Напряжение смещения подается с помощью высоковольтного источника (3). Питание зарядочувстви-

тельного усилителя осуществляется с помощью низковольтного источника напряжения (6). Выходной сигнал с детектора поступает на цифровой осциллограф, а также на спектрометрический анализатор SBS-77 фирмы «Гринстар», который располагается на персональном компьютере. С помощью программного обеспечения сигнал обрабатывается и выдается конечный результат в виде спектра.

На рисунке 4.10 представлен внешний вид экспериментальной установки.



Рис. 4.10. Внешний вид экспериментальной установки

В рамках проведения данной работы используются серийные спектрометрические алмазные детекторы модели АДИИ-1. Детекторы данной модели предназначены для регистрации α -, β -, и γ -из-

лучения. Детекторы изготовлены фирмой ООО «ПТЦ «УралАлмаз-Инвест». На рисунке 4.11 представлен внешний вид детекторов модели АДИИ-1.

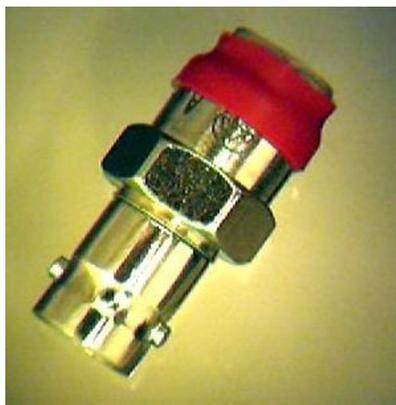


Рис. 4.11. Внешний вид детекторов модели АДИИ-1

Детекторы модели АДИИ-1 представляют собой спектрометрические алмазные детекторы с толщиной чувствительного элемента 0,3 мм и разрешением по α -частицам с энергией 5,5 МэВ не более 5%. Кристаллы данных детекторов изготавливаются как из природных алмазов, так и из искусственных, выращенных в лаборатории группы «DeBeers».

Сигналы с детектора поступают на вход платы анализатора импульсов (SBS-77), установленной в персональном компьютере. Данный анализатор импульсов представляет собой устройство, позволяющее разделять поступающие на него импульсы по их амплитуде. Для наглядного представления анализатор импульсов можно изобразить в виде шкалы с пустыми пронумерованными ячейками (1,2,3...n). Каждой из этих ячеек соответствуют импульсы разной амплитуды, поступающие с детектора. В первую ячейку попадают импульсы с самой маленькой амплитудой, и далее при увеличении номера ячейки увеличивается и амплитуда импульсов, которые могут в неё попасть. Амплитуда импульсов, поступающих от детектора, в свою очередь зависит от энергии частиц, которые в детектор

попадают. Чем большую энергию частица потеряет в детекторе, тем больше будет амплитуда импульса на выходе из детектора. Таким образом, производится запись *аппаратурного спектра* излучения. Аппаратурный спектр излучения – распределение числа зарегистрированных импульсов в зависимости от их энергии. Связь номера ячейки, или номера канала спектрометра, с энергией частицы, вызвавшей образование импульса, попавшего в данный канал, выражается так называемым калибровочным соотношением спектрометра. Обычно данное соотношение является линейной зависимостью величины энергии от номера канала.

$$\text{Energy} = a \cdot n + b,$$

где Energy – энергия зарегистрированной частицы, n – номер канала спектрометра (номер ячейки, в которую попал импульс от регистрации частицы), (a, b) – коэффициенты линейной зависимости, устанавливаемые для каждого спектрометра экспериментальным путём.

Для работы с платой анализатора импульсов предназначена программа набора и обработки данных **eSBS-7x**. Данная программа позволяет визуализировать набираемые спектры и проводить их первичную обработку.

Низкое напряжение питания используется для работы зарядочувствительного усилителя. Высокое напряжение (не более 140 Вольт) подается через разъемы усилителя на детектор. В качестве источника высокого напряжения используется плата высоковольтного питания, установленная в кейт, который с помощью USB кабеля подключен к персональному компьютеру. Плата высоковольтного питания управляется дистанционно с помощью программы, установленной на компьютер.

Далее приведена последовательность проведения измерений с использованием детектора на основе алмаза. Данная последовательность обязательна при любых измерениях характеристик ионизирующих излучений с использованием данного детектора. В данной работе в качестве источника излучения будет использоваться генератор нейтронов ИНГ-07Т.

Напомним, что система регистрации в данной работе представляет собой спектрометрический тракт с алмазным детектором

в качестве регистрирующего устройства. Результатом каждого измерения будет являться аппаратный спектр зарегистрированного излучения, соответствующий распределению энергии, которую потеряли частицы, пролетевшие через объем детектора.

ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЬ НАБОРА И ОБРАБОТКИ СПЕКТРОВ

1. Убедиться в том, что источники высокого и низкого питания отключены.
2. Подключить алмазный детектор к зарядочувствительному усилителю (ЗЧУ).
3. Подключить выход зарядочувствительного усилителя ко входу платы анализатора импульсов (установлена в корпусе компьютера).
4. Подключить разъемы питания ЗЧУ к источникам низковольтного и высоковольтного питания.
5. Убедиться в том, что выходные каналы низковольтного источника питания работают в независимом режиме (на лицевой панели источника клавиши управления соответствуют режиму **«independent»**).
6. Убедившись в том, что ручки регулировки напряжения низковольтного источника повернуты в крайнее левое положение, включить источник питания.
7. Выставить напряжение по каждому каналу источника питания в размере **9 (девять) Вольт**.
8. Включить крейт, в котором установлена плата высоковольтного питания.
9. Включить персональный компьютер, дождаться загрузки рабочего стола.
10. С помощью ярлыка на рабочем столе запустить программу управления высоковольтным источником питания (**«HV control»**).

11. Используя интерфейс программы, подать на детектор, подключенный к ЗЧУ, напряжение в размере **+110 Вольт**.
12. С помощью ярлыка на рабочем столе запустить программу набора и обработки спектров **eSBS-7x**.
13. Отказаться от предложения поднять высокое напряжение. Нажать кнопку **«настройки»**, со значком  на панели инструментов, в открывшемся окне выбрать команду **«загрузить»**, после чего загрузить файл настроек с наименованием **«настройки АДIII-1»**, находящийся на рабочем столе.
14. Установить время автоматического завершения набора спектра, нажав кнопку со значком , и установив значение **«по живому времени» 600 секунд**.
15. Установить источник излучения в необходимое положение активной частью напротив входного окна детектора. В качестве источника могут использоваться спектрометрические источники альфа-излучения типа ОСАИ (в случае с нейтронным генератором учесть, что источником нейтронов является мишень генератора, расположение которой обозначено на корпусе специальным знаком).
16. Запустить набор спектра нажатием клавиши со значком  на панели инструментов программы. Должен начаться набор спектра излучения установленного источника. В случае если набор спектра по каким-то причинам не начинается, обратитесь к преподавателю или инженеру, сопровождающему выполнение работы. По оси **«икс»** находятся каналы спектрометра, соответствующие различной амплитуде регистрируемых импульсов. По оси **«игрек»** находится число импульсов, попадающих в данные каналы. Впоследствии, используя калибровочное соотношение спектрометра, можно будет установить связь между номером канала спектрометра и энергией частиц, регистрируемых детектором.
17. Окончание набора спектра происходит автоматически по завершении установленного времени. Сохранить набранный спектр

Используя известное калибровочное соотношение, можно построить спектр в энергетических единицах, преобразовав значения номеров каналов спектрометра в численное значение энергии.

Построенные таким образом спектры в дальнейшем можно подвергать различным методам обработки (вычитание, сложение, нахождение энергии зарегистрированных частиц и т. д.).

При наличии нейтронного излучения всегда существует вероятность активации изотопов элементов, из которых состоят окружающие вещества. В большинстве случаев активация окружающих веществ проявляется в виде появления в их составе короткоживущих радиоактивных изотопов.

Для предупреждения нежелательного облучения персонала или студентов в процессе выполнения лабораторной работы, предусмотрена проверка уровня мощности дозы гамма-излучения, исходящего от элементов установки (корпус генератора нейтронов, детектор нейтронов и другие металлические объекты). Контроль за уровнем мощности дозы осуществляется с использованием переносного дозиметра-радиометра БДКС-966.



Рис. 4.13. Внешний вид блока управления и детектора гамма-излучения БДКС-966

Основные технические характеристики дозиметра БДКС-966 приведены ниже в таблице 4.2.

Таблица 4.2

Технические характеристики БДКС-96

Детектор	тканеэквивалентный пластмассовый сцинтиллятор $\varnothing 30 \times 15$ мм
Диапазон измерения мощности амбиентного эквивалента дозы $H^*(10)$ рентгеновского и гамма-излучения	$0,1 \text{ мкЗв} \cdot \text{ч}^{-1} - 1,0 \text{ Зв} \cdot \text{ч}^{-1}$
Диапазон измерения амбиентного эквивалента дозы $H^*(10)$ рентгеновского и гамма-излучения	$0,1 \text{ мкЗв} - 10 \text{ Зв}$
Диапазон энергии регистрируемого рентгеновского и гамма-излучения	$0,015 - 10 \text{ МэВ}$
Ограничения при измерении импульсного излучения:	
в режиме измерения мощности дозы $H^*(10)$ частота следования импульсов при длительности импульсов от $0,01$ мкс до $0,3$ мс	не менее 10 Гц
в режиме измерения дозы $H^*(10)$ частота следования импульсов	любая (в том числе и единичные импульсы)
предельная мощность дозы фотонного излучения в импульсе при длительности импульса $0,3$ мс	не более $1 \text{ Зв} \cdot \text{с}^{-1}$
Пределы допускаемой основной относительной погрешности измерения	$\pm(15+6/Ax^*) \%$
Степень защиты	IP65
Габаритные размеры, масса	$\varnothing 60 \times 250$ мм, $0,85$ кг

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

21. Проверить взаимное расположение элементов установки в исходном положении: мишень ИНГ, координаты которой отмечены на корпусе генератора, должна находиться точно напротив входного окна детектора нейтронного излучения на расстоянии не более **10 см**, при этом угол поворота по шкале равен **0°**.
22. Включить спектрометрический тракт с алмазным детектором в режим набора спектра с временем набора **900 секунд**.
23. С использованием дозиметра радиометра БДКС-96Б произвести замер мощности дозы фонового гамма-излучения вблизи от элементов установки: корпуса генератора нейтронов, металлической подставки, детектора нейтронов и т. д. Полученное значение фоновой мощности потребуется в дальнейшем, поэтому его необходимо занести в лабораторный журнал (тетрадь).
24. С помощью рулетки провести замер расстояния между мишенью нейтронного генератора и входным окном алмазного детектора, полученный результат занести в лабораторный журнал (тетрадь).
25. Включить тумблер на БПУ и перейти из комнаты, в которой находится генератор нейтронов, в комнату с пультом управления.

***ВНИМАНИЕ!** Уходя, убедитесь, что в комнате с генератором нейтронов отсутствуют люди. При запуске генератора вход в данную комнату будет заблокирован и включена сигнализация, оповещающая о работе с ионизирующим излучением.*

26. Запустить программу управления нейтронным генератором на персональном компьютере и установить следующие параметры: время работы генератора (Техро) **600 секунд**, напряжение на трубке (Utube) **80 кВ**, ток трубки (Irenn) **20 мкА** (после ввода каждого значения нажать SET). Затем нажать **PREPARE** и подождать, пока индикатор **Ready** станет зеленым. Запустить режим облучения кнопкой **HV**.

ВНИМАНИЕ! Перед началом работы на пульте управления занесите свои личные данные в журнал лаборатории, который найдете на рабочем месте в комнате ПУ.

27. По окончании облучения пройти в комнату с нейтронным генератором и в первую очередь проверить остаточную наведенную активность элементов установки с помощью переносного дозиметра рентгеновского и гамма-излучения ДКС-96Б. В случае критического превышения фоновой мощности дозы (более чем в 10 раз), дождаться соответствующего ослабления значений мощности дозы до допустимых значений.
 28. Убедиться в том, что система регистрации нейтронного излучения записала спектр. Сохранить данный спектр и подготовить систему для записи следующего спектра.
 29. Перевести подставку с генератором нейтронов в следующее положение (повернуть диск с ИНГ на 45° по шкале у основания).
-

ВНИМАНИЕ! Для предотвращения попадания на кожу частичек облученного металла при повороте нейтронного генератора используйте тканевые перчатки.

30. Повторять цикл измерений аналогично пп. 22, 26-29 до тех пор, пока подставка с генератором не перейдет в исходное положение (угол поворота по шкале у основания подставки снова станет равен 0 градусов). При этом следует помнить, что для включения и выключения режима генерации нейтронного облучения достаточно использовать кнопку **НВ** в программе управления нейтронным генератором.
31. По полученным данным построить спектры потерь энергий нейтронов, используя известное калибровочное соотношение для алмазного детектора (узнать у преподавателя или лаборанта). Из данных спектров для каждого из углов взаимного расположения детектора и генератора нейтронов определить

энергию зарегистрированных нейтронов по пику полного поглощения реакции $n(^{12}\text{C}, ^9\text{Be})^4\text{He}$. При определении энергии нейтронов учесть возможное замедление ионов в мишени. Объяснить, каким образом вы учли данное замедление в своих расчетах. Построить график зависимости энергии нейтронов на выходе генератора от угла между направлением вылета нейтронов и направлением движения дейтронов в ускоряющей системе генератора. Сравнить полученный график с теоретической зависимостью энергии нейтронов от угла их вылета, рассчитанной для параметров пучка в данной работе (ускоряющее напряжение на генераторе 60 кВ). Анализируя полученные данные, сделать вывод о характере нейтронного потока и объяснить полученный результат.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Какие ядерные реакции используются для получения нейтронов в ИНГ?
2. Какие энергии имеют нейтроны, вылетающие из ИНГ?
3. Каким угловым распределением обладает параметр плотности потока нейтронов на выходе из ИНГ? Отличается ли данное распределение от картины распределения плотности потока нейтронов на выходе из мишени генератора?
4. Каков характер углового распределения нейтронов по их энергии на выходе из нейтронного генератора? От чего он зависит?
5. Какое влияние оказывает на поток нейтронов водородосодержащие материалы?

СПИСОК РЕКОМЕНДУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кадилин В.В., Рябева Е.В., Самосадный В.Т. Прикладная нейтронная физика: учебное пособие. Москва, 2011.

2. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика. Кн. 1. Физика атомного ядра. Свойства нуклонов, ядер и радиоактивных излучений. Ч. 2. Ядерные взаимодействия: учебник для вузов, 5-е изд. М.: Энергоатомиздат, 1993.
3. M. Drogg, N. Otuka. Evaluation of the Absolute Angle-Dependent Differential Neutron Production Cross Sections by the Reactions ${}^3\text{H}(p,n){}^3\text{He}$, ${}^1\text{H}(t,n){}^3\text{He}$, ${}^2\text{H}(d,n){}^3\text{He}$, ${}^3\text{H}(d,n){}^4\text{He}$, and ${}^2\text{H}(t,n){}^4\text{He}$ and of the Cross Sections of Their Time-Reversed Counterparts up to 30 MeV and Beyond. INDC International Nuclear Data Committee, 2015.
4. Шорин В.С. Особенности спектра D+T нейтронов из толстой мишени ВАНТ, Серия: Ядерные константы, вып. 1-2, 2011-2012, с. 27-36.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №5. ЗАМЕДЛЕНИЕ И ДИФФУЗИЯ НЕЙТРОНОВ В ВОДЕ

Цель: 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

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 длинами замедления и диффузии, которые зависят от химического состава рассеивающей среды и от энергии нейтронов.

При взаимодействии нейтронов с веществом уменьшение энергии нейтрона при упругом рассеянии довольно существенно и особенно при взаимодействии с легкими ядрами. Потеря энергии

нейтроном равна энергии, приобретаемой ядром отдачи. Из законов сохранения энергии и импульса можно получить зависимость энергии ядра отдачи E_A от энергии падающего нейтрона E_n и угла вылета ядра отдачи ψ :

$$E_A = \frac{4A}{(A+1)^2} E_n \cos^2 \psi, \quad (5.1)$$

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

$$\xi = \ln \frac{E_i}{E_{i+1}}, \quad (5.2)$$

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 $A=1$ и $\xi=1$. 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 присутствует доля нейтронов с энергиями, много большими 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. 5.1).

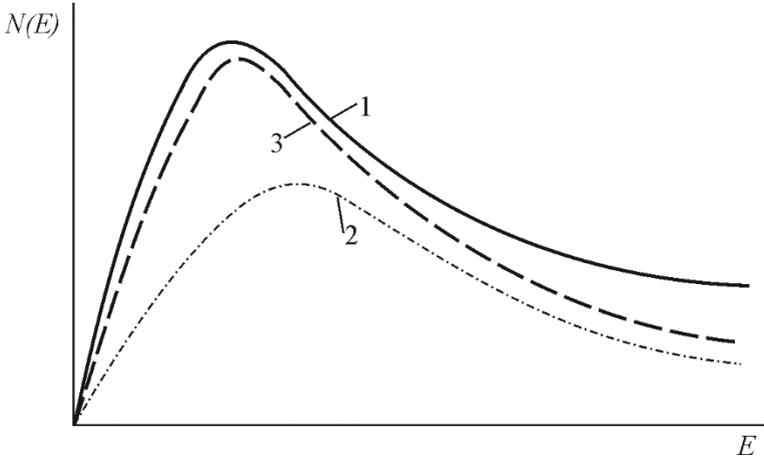


Рис. 5.1. Спектр замедленных нейтронов в воде при отсутствии поглощения (1), при наличии поглощения (2) и распределение Максвелла (3)

Величина, определяющая среднее перемещение нейтрона от источника при замедлении до данного значения энергии (в частности до тепловой – 0,025 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:

$$\tau = \int_E^{E_0} \frac{dE}{3\xi\sigma_S\sigma_{tr}N^2E}, \quad (5.3)$$

где σ_S – сечение рассеяния нейтронов; σ_{tr} – транспортное сечение, $\sigma_{tr} = \sigma_S (1 - \overline{\cos\theta})$; $\overline{\cos\theta} = \frac{2}{3 \cdot A}$ – среднее значение косинуса угла рассеяния; N – число ядер вещества в 1 см³.

В теории возраста процесс замедления описывается уравнением

$$\nabla^2 q(\vec{r}, \tau) = \frac{\partial q}{\partial \tau}, \quad (5.4)$$

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 пересекает при замедлении значение энергии E .

Для точечного моноэнергетического источника в бесконечной среде решение уравнения возраста имеет вид:

$$q(\vec{r}, \tau) = \frac{q_0 \exp\left(-\frac{r^2}{4\tau}\right)}{(4\pi\tau)^{3/2}}, \quad (5.5)$$

где q_0 – выход нейтронов из источника. Прологарифмировав обе части равенства, получим:

$$\ln q(\vec{r}, \tau) = \ln\left(\frac{q_0}{(4\pi\tau)^{3/2}}\right) - \frac{r^2}{4\tau}. \quad (5.6)$$

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

$$\tau = \frac{1}{4 \cdot \text{tg} \alpha}, \quad (5.7)$$

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, например, применяя образцы индиевой 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 (0,025–1,44 эВ) τ можно рассчитать по формуле (5.3), предположив, что величина σ_S на данном интервале не зависит от энергии:

$$\Delta\tau = \int_{E_t}^{E_{\text{рез}}} \frac{dE}{3\xi\sigma_S\sigma_{tr}N^2E} = \frac{\ln\left(\frac{E_{\text{рез}}}{E_t}\right)}{3\xi\sigma_S\sigma_{tr}N^2}, \quad (5.8)$$

где E_t – энергия теплового нейтрона. Тогда $\tau(E_t) = \tau(E_{\text{рез}}) + \Delta\tau$, средняя скорость изменения логарифма энергии нейтрона

$$\frac{d \ln E}{dt} = \nu \sigma_S \xi N, \quad (5.9)$$

где ν – скорость нейтрона. Произведение $\nu \sigma_S \xi N$ дает число столкновений нейтронов за время dt . Проинтегрировав обе части равенства (5.9), получим время замедления:

$$t_{\text{зам}} = \int_{E_t}^{E_{\text{рез}}} \frac{dE}{\xi \nu \sigma_S N E} = \frac{\sqrt{2m}}{\xi \nu \sigma_S N} \left(\frac{1}{\sqrt{E}} - \frac{1}{\sqrt{E_t}} \right). \quad (5.10)$$

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 захватывается атомом, характеризуется длиной диффузии L . Квадрат длины диффузии есть с точностью до коэффициента квадрат среднего расстояния, которое нейтрон пройдет от точки, где он родился (как тепловой), до точки, где он поглотится.

Диффузия нейтронов плоского изотропного источника тепловых нейтронов в бесконечной среде описывается уравнением:

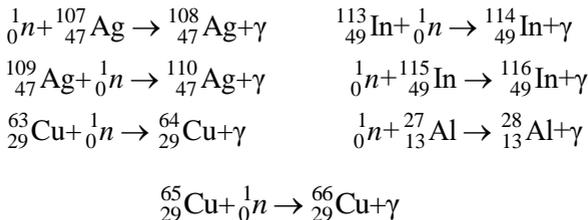
$$\Phi(r) = \Phi_0 e^{-r/L}, \quad (5.11)$$

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

Плотность распределения тепловых нейтронов (0,025–1,44 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).

ВЫДЕЛЕНИЕ ДВУХ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ГРУПП В ПОТОКЕ НЕЙТРОНОВ

Экспериментально распределение плотности потока нейтронов с резонансными и тепловыми энергиями на расстоянии r от источника можно найти, активируя образцы фольги различных элементов, обладающих большим сечением поглощения нейтронов. В данной работе в качестве активируемого материала выбрана индиевая фольга, которая при облучении нейтронами становится радиоактивной. Ядерные реакции активации и последующего распада продуктов реакций следующие (см. работу № 2):



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}In в основном и возбужденном состояниях. Сечение образования основного состояния можно определить по формуле:

$$\sigma_k = \sum w_i \sigma_{ik}, \quad (5.12)$$

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

$$\sigma_k(E) = \sigma_k(E_0) \cdot \left(\frac{E_0}{E} \right)^{1/2}. \quad (5.13)$$

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 (5.13) 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 состоя-

ниями является запрещенным, и в связи с этим распад из возбужденного состояния сопровождается испусканием двух фотонов и меньшим энерговыделением, протекая с характерным периодом полураспада 54 минуты. 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 (5.13).

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 активность 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

Экспериментальная установка представляет собой бак из нержавеющей стали размерами 30×40×40 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).

В данной работе в качестве спектрометра бета-излучения используется детектор на основе сцинтилляционного пластика. Детектор расположен в одном корпусе с усилителем импульсов и аналого-

цифровым амплитудным анализатором-преобразователем, формирующим цифровой сигнал на основании аналоговых импульсов, поступающих с усилителя, подключенного к выходу детектора. В итоге на выходе блока детектирования формируется цифровой сигнал, поступающий по USB кабелю к компьютеру. На компьютере установлена специальная программа набора и обработки данных SpectraLineBG, позволяющая записывать данные, поступающие с детектора, в виде спектров, а также проводить их первичную обработку.

Функциональная схема регистрирующего устройства представлена на рисунке 5.2.

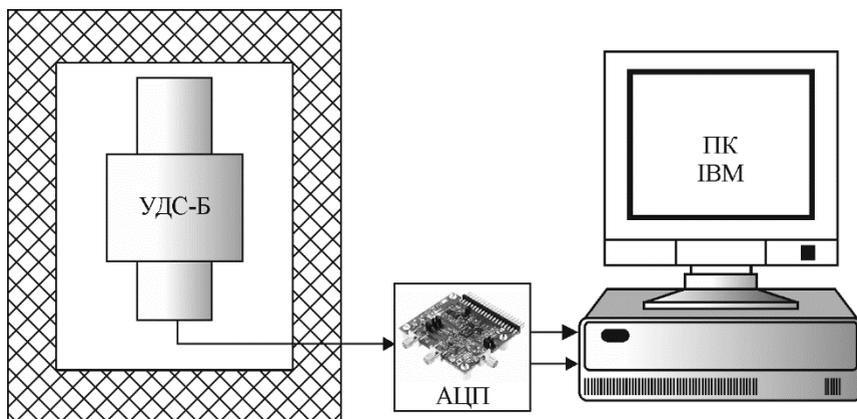


Рис. 5.2. Функциональная схема спектрометра: сцинтилляционный детектор УДС-Б в защите, амплитудно-цифровой преобразователь, ПК типа IBM

Компьютер вместе со встроенной платой АЦП и программным обеспечением представляют собой многоканальный амплитудный анализатор импульсов (АИ).

Блок детектирования УДС-Б размещается внутри свинцового экрана-защиты для уменьшения влияния внешнего радиационного фона и повышения точности измерения активности. Исследуемый

счетный образец (проба) помещается в специальную кювету, которая встроена в экран-защиту под блок детектирования.

При облучении блока детектирования бета-частицами в кристалле пластического сцинтиллятора возникают световые вспышки (сцинтилляции), интенсивность которых пропорциональна энергии бета-излучения, поглощенной в кристалле. Фотоэлектронный умножитель преобразует световые вспышки в импульсы тока. Амплитуда импульса тока пропорциональна интенсивности световой вспышки. Последующие электронные схемы преобразуют импульс тока в импульс напряжения с параметрами, допускающими непосредственную его подачу на вход аналого-цифрового преобразователя многоканального амплитудного анализатора импульсов АЦП.

АЦП предназначен для преобразования амплитуды входного импульса напряжения в цифровой код, являющийся двоичным номером канала анализатора, и накопления получаемой информации в буферном запоминающем устройстве.

Программное обеспечение позволяет организовать управление процессами накопления, отображения, обработки информации и вывода результатов обработки на внешние устройства компьютера. Перед началом набора данных задается алгоритм их накопления: запись данных каждые несколько секунд (3, 10, 30, и т. п.). По окончании измерений студент может получить информацию из набранных спектров, используя методику, описанную в лабораторной работе № 2 данного практикума.

Распределение нейтронов в воде определяют с помощью образцов индиевой фольги 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 поместить его в контейнер с водой.
4. Измерить фон в течение 3–5 минут.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Измерение накопленной активности в образцах индиевой фольги при различных расстояниях от точки облучения до источника нейтронов

1. Подготовить образцы индиевой фольги для измерений.

ВНИМАНИЕ! Повторное использование фольги допустимо только спустя 20 минут выдержки после прекращения процесса облучения, длящегося в течение 5 минут (если образец облучался более 5 минут, 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 секунд**). 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 секунд** с 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**.
7. Провести измерения по пп. 2–6 с фольгой, помещенной в кадмиевый чехол.

8. После окончания измерения извлечь образец из детектора и обработать полученные результаты. Построить графики спада активностей.
9. Дать письменное заключение по полученным результатам.

2. Определение длин замедления и диффузии нейтронов

1. Определить активность долгоживущих радионуклидов. Поскольку активность долгоживущих нуклидов существенно не изменяется за время измерения, обозначенное в предыдущем задании (п. 4 задания 1), в качестве начальной активности 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 в образце фольги, помещенном в кадмиевый чехол; $N_{\text{фон}}$ – 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 фольги, 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 .

6. 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. Рассчитать время замедления нейтронов от энергии 2,6 МэВ до тепловой $\sigma_S N=1,585 \text{ см}^{-1}$.
8. Используя график $N_f(r)$, построить функцию $\ln N_f(r)$. Определить по тангенсу угла наклона прямой длину диффузии L .

3. 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 активных 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 (5.13), найти эти вероятности для всех положений фольги. Принять: $\sigma_1(E_i)=52 \text{ барна}$, $\sigma_2(E_i)=145 \text{ барн}$, $\sigma_1(E=1 \text{ МэВ})=57 \text{ мбарн}$, $\sigma_2(E=1 \text{ МэВ})=166 \text{ мбарн}$. В дальнейших расчетах использовать формулу (5.13).
4. Подставив результаты расчетов в формулу (5.13) 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:

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

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

5. Построить график зависимости концентрации ядер короткоживущего состояния изотопа индия от расстояния между точкой облучения и источником нейтронов. На одном графике должны быть отображены две зависимости: одна, полученная при использовании кадмиевого чехла, и вторая, полученная без него.
6. Сравнить полученные результаты с качественными теоретическими предсказаниями и описать характер замедления нейтронов различных энергетических групп. Дать письменное заключение на полученные результаты.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

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?

СПИСОК РЕКОМЕНДУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кадилин В.В., Рябева Е.В., Самосадный В.Т. Прикладная нейтронная физика: учебное пособие. Москва, 2011.
2. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика. Кн. 1. Физика атомного ядра. Свойства нуклонов, ядер и радиоактивных излучений. Ч. 2. Ядерные взаимодействия: учебник для вузов, 5-е изд. М.: Энергоатомиздат, 1993.
3. Бекман И.Н. Атомная и ядерная физика: радиоактивность и ионизирующие излучения: учебник для бакалавриата и магистратуры. 2-е изд., испр. и доп. М.: Издательство Юрайт, 2018.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

Рекомендации к оформлению отчета по лабораторным работам

Отчет по лабораторной работе оформляется студентом согласно данным рекомендациям и содержит следующие структурные элементы:

- Название работы.
- Цель работы.
- Краткое описание теоретической части работы.
- Описание экспериментальной установки.
- Результаты измерений, полученные в ходе выполнения работы, и расчетные данные, полученные на основе результатов измерений.
- Заключение о результатах работы.

Название работы оформляется на отдельном титульном листе в соответствии с *Приложением 2*.

Краткое описание теоретической части и описание экспериментальной установки берется из описания лабораторной работы в настоящем практикуме.

Результаты измерений, полученные в ходе выполнения работы, приводятся в отчете в соответствующих таблицах. В качестве данных, полученных на основе результатов измерений, могут выступать значения каких-либо физических величин, графики и т. п. Графики должны быть читаемы (например, в случае наличия нескольких зависимостей на одном графике, каждую зависимость необходимо обозначить отдельным типом маркера или отдельным цветом), а также правильно оформлены (подписи по осям, единицы измерений, погрешности значений и т. д.). Таблицы, рисунки, графики должны иметь соответствующие подписи, поясняющие их содержание, и оформлены в соответствии с ГОСТ 7.32-2017.

Результаты измерений, как прямые, так и косвенные, должны приводиться в отчете с указанием погрешности значений. Для вычисления погрешностей рекомендуется использовать методические пособия [1, 2].

В заключении о результатах работы авторами должны быть даны ответы на вопросы о том, была ли достигнута цель лабораторной работы, какие задачи решались для достижения данной цели. В заключении также по возможности приводятся численные значения наиболее информативных величин, имеющих отношение к целям и задачам выполненной работы. Приводится анализ полученных значений (совпадение данных эксперимента с расчетными или литературными данными, причины расхождения данных и т. д.).

Отчет по лабораторной работе может быть выполнен как в печатном формате, так и в рукописном. Страницы отчета нумеруются, начиная с титульного листа, при этом номер на титульном листе не ставится. Страницы отчета должны быть скреплены между собой (канцелярскими скрепками, степлером, брошюровкой и т.д., на усмотрение авторов). Для печатного формата рекомендуемый шрифт Times New Roman, размер шрифта 12 пт, интервал 1,5, стандартные поля (сверху, снизу – 2 см, слева – 3 см, справа – 1,5 см), выравнивание текста по ширине, выравнивание рисунков и формул по центру.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Светозаров В.В. Элементарная обработка результатов измерений М.: МИФИ, 1983. 52 с.
2. Рябева Е.В., Кадилин В.В., Самосадный В.Т. Методы обработки результатов ядерно-физического эксперимента: учебное пособие М.: МИФИ, 2008. 156 с.

ПРИЛОЖЕНИЕ 2

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
(НИЯУ МИФИ)

КАФЕДРА ПРИКЛАДНОЙ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

ОТЧЕТ
ПО ЛАБОРАТОРНОЙ РАБОТЕ №
«Тема работы»

Выполнил
СТУДЕНТ

(подпись)

/ /

(Фамилия И.О.)

Принял
ПРЕПОДАВАТЕЛЬ

(подпись)

/ /

(Фамилия И.О.)

Москва 20...

Е.В. Рябева, Р.Ф. Ибрагимов, В.В. Кадилин

ПРИКЛАДНАЯ НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА

Лабораторный практикум

Верстка, дизайн: Т.Т. Гарбузова
Корректор: В.Н. Долженко

Подписано к печати 16.07.2019 г. Формат 60 × 84/16.
Печать офсетная. Печ. л. 9,3. Тираж 50 экз. Заказ № 23.
Отпечатано в ФГБУ «ВНИИГМИ-МЦД», г. Обнинск, ул. Королёва, 6.

