Документ подписан простой электронной подписью
Информация о владельце:
ФИО: Романчук Иван Сергеевич
Должность: Ректор
Дата подписания: 07.10.2022 11:01:27
Уникальный программный ключ:
6319edc2b582ffdacea443f01d5779368d0957ac34f5cd074d81181530452479

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования
Тюменский государственный университет

Физико-технический университет

Кафедра прикладной и технической физики

Кислицын А. А., Дубов В. П, Потоцкий А. Ю., Чугайнова М. В.

ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ ПО АТОМНОЙ И ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ

Часть 1

Учебно-методическое издание для студентов направления подготовки «Физика» 03.03.02., «Техническая физика» 16.03.01.

(Лабораторный практикум)

Тюмень
Издательство
Тюменского государственного университета
2021

УДК **539.1(075.8)**

ББК **В38я73**
П691

Практикум по атомной и ядерной физике. Часть 1: Учебно-методическое издание для студентов направления подготовки «Физика», «Техническая физика» / Кислицын А.А., Дубов В.П., Потоцкий А.Ю., Чугайнова М. В. - Тюмень: Издательство Тюменского государственного университета, 2021. - 57 с.

Методическое издание предназначено для студентов III курса Физико-технического института, выполняющих лабораторные работы по дисциплине «Практикум по атомной и ядерной физике». Они содержат рекомендации по выполнению, обработке и оформлению результатов измерений. Также кратко излагаются краткие основы изучаемых свойств и явлений, даются описания лабораторных установок, методик выполнения упражнений и способов обработки результатов измерений. В конце каждой работы предлагаются контрольные вопросы, акцентирующие внимание студентов на самые сложные моменты проведения эксперимента.

ОТВЕТСТВЕННЫЙ РЕДАКТОР: **Б.В. Григорьев**, к. тех. н., зав. каф. прикладной и тех. физики.

РЕЦЕНЗЕНТЫ: **С.Ю. Удовиченко,** д.ф.-м.н., проф. каф. прикл. и тех. физики, руковод. НОЦ «Нанотехнологии».
Д.Ф. Нерадовский, ст. пр. каф. физики методов контроля и диагностики ТИУ

© ФГАОУ ВО Тюменский государственный университет, 2021

© Кислицын А.А, Дубов В.П., Потоцкий А.Ю., Чугайнова М.В. 2021

Содержание

1. Дозиметрия ионизирующих излучений 2
2. Определение удельного заряда электрона методом магнетрона 17
3. Определение среднего пробега и энергии α-частиц 25
4. Определение максимальной энергии β-частиц 35
5. Счетчик Гейгера - Мюллера 46

Лабораторная работа № 1

ДОЗИМЕТРИЯ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ.

Цель работы: ознакомление с дозиметрическими характеристиками ионизирующих излучений, единицами измерения и принципом работы промышленного дозиметра. Измерение и расчет мощности эквивалентной дозы для различных излучателей.

Оборудование: дозиметр, источники ионизирующих излучений.

Краткие рекомендации:

Основные понятия и определения:

Основной физической величиной, характеризующей меру действия ионизирующих излучений на вещество, является *поглощенная доза D:*

$$D = \frac{\overline{de}}{dm}$$

где $\overline{de}$ - средняя энергия, переданная ионизирующим излучением веществу, находящемуся в элементарном объеме, а dm – это масса вещества в этом элементарном объеме. Энергия может быть усреднена по любому определенному объему, и в этом случае средняя доза будет равна полной энергии, переданной объему, деленной на массу этого объема. В единицах СИ поглощенная доза измеряется в джоулях, деленных на килограмм (Дж/кг), и имеет специальное название – грей (Гр). Название дано в честь английского физика Луиса Гарольда Грея (1905-1965), внесшего большой вклад в развитие дозиметрии ионизирующих излучений.

При одной и той же поглощенной дозе биологический эффект воздействия разных видов излучения различен. Мерой биологического воздействия служит эквивалентная доза H. Это поглощенная доза в органе или ткани, умноженная на соответствующий *взвешивающий коэффициент* для данного излучения W_R:

$$H_{T,R} = W_{R'} D_{T,R}$$

Где $D_{T,R}$- средняя поглощенная доза в органе или ткани Т, а W_R- взвешивающий коэффициент для излучения R. Если поле излучения состоит из нескольких излучений с различными величинами W_R, то эквивалентная доза вычисляется по формуле:

$$H_{T=} \sum_{R} W_R \, D_{T,R}$$

Единицей измерения эквивалентной дозы является Дж/кг, имеющей специальное название *зиверт (Зв) в* честь шведского физика Рольфа Зиверта.

Коэффициент W_R еще называют коэффициентом относительной биологической эффективности или коэффициентом качества излучения. Значения этого коэффициента W_R приведены в табл. 1.

Таблица 1. Взвешивающие коэффициенты для отдельных видов излучения.

Фотоны, электроны и мюоны любых энергий	1
Нейтроны энергий менее10 кэВ и более20 МэВ	*5*
От 10 кэВ до 100 кэВ и от 2 МэВ до 20 МэВ	10
От 100 кэВ до 2 МэВ	20
Протоны, кроме протонов отдачи, энергия более 2 МэВ	5
α-частицы, осколки, деления, тяжелые ядра	20

Различные органы и ткани человеческого организма имеют разную стойкость к воздействию ионизирующих излучений, или «радиочувствительность». В качестве меры риска возникновения отдаленных последствий облучения всего тела человека и отдельных его органов с учетом их радиочувствительности используют *эффективную дозу Е.* Она представляет сумму произведений эквивалентной дозы в органе H_T на соответствующий взвешивающий коэффициент для данного органа или ткани:

$$E = \sum_T W_T H_T$$

Где H_T – эквивалентная доза в ткани Т, а W_T – взвешивающий коэффициент для ткани Т. В табл. 2 приведены взвешивающие коэффициенты W_T для тканей и органов при расчете эффективной дозы Е.

Таблица 2. Взвешивающие коэффициенты для тканей и органов:

Гонады	0,20
Костный мозг (красный), прямая и сигмовидная кишка, нисходящая часть ободочной кишки, легкие, желудок.	0,12
Мочевой пузырь, грудная железа, печень, пищевод, щитовидная железа	0,05
Кожа и клетки костных поверхностей	0,01
Остальное	0,05

Единица измерения эффективной дозы – Дж/кг, которая имеет специальное наименование – *зиверт (Зв).*

Помимо единиц СИ на практике для D и H часто применяют внесистемные, иногда более удобные единицы *рад* и *бэр.* 1 рад = 0,01 Гр, 1 бэр (биологический эквивалент рентгена) = 0,01 Зв.

Для рентгеновского и γ – излучения (то есть для фотонного облучения) в дозиметрической практике часто используется *экспозиционная доза* X, равная отношению заряда вторичных частиц, образованных в единице объема в результате действия излучения, к массе этого объема. Единица экспозиционной дозы называется *рентген (Р*), в честь немецкого физика Вильгельма Конрада Рентгена (1845-1923). При дозе в 1Р в 1 $см^3$ (0,00129 г) сухого воздуха образуются ионы, несущие заряд в одну электростатическую единицу (1 ед. заряда СГСЭ) каждого знака. Переходя к системе СИ можно сказать, что при дозе в 1 рентген в килограмме воздуха образуется заряд 258 мкКл. Зная среднюю энергию

ионообразования в материале, подвергшемся облучению, легко установить энергетический эквивалент рентгена, то есть соответствующую величину поглощенной дозы. Для воздуха одному рентгену соответствует 0,87 рад, для биологической ткани (в среднем) – 0,96 рад; т.е. округленно 1 рентген ≈ 1 рад.

Наряду с понятием дозы употребляется также понятие «мощность дозы». Мощностью дозы называют соответствующую (например, поглощенную) дозу, отнесенную к интервалу времени облучения, $P_D = D/\Delta t$. Аналогично определяются мощности эквивалентной и экспозиционной доз.

Действие ионизирующих излучений и
нормативы радиационной безопасности.

Результатом воздействия радиоактивных излучений на живую ткань является ее ионизация. При этом разрываются химические связи молекул, и сами молекулы распадаются на радикалы. Продукты расщепления образуют новые соединения, не свойственные здоровой ткани. Это приводит к нарушению обмена веществ, а затем к нарушению функций отдельных органов.

Вредные результаты воздействия излучений на организм могут проявиться не только у самого облученного, но и у его потомства (соматический и генетический биологический эффекты). Среди соматических эффектов различают пороговые эффекты, тяжесть которых определяется полученной дозой (лучевая болезнь, ожоги, катаракта и др.), и вероятностные (безпороговые) эффекты, практически не зависящие от величины дозы (мутации, опухоли). При получении дозы меньше порогового значения (0,5 Зв – для всего тела и 0,3 Зв – для глаз) повреждений не наблюдается. Однако вероятность возникновения опухоли или мутации может быть связана с самыми малыми дозами. С повышением дозы эта вероятность возрастает.

В настоящее время официальной концепцией Международной комиссии по радиационной защите (МКРЗ) является гипотеза безпороговой линейной зависимости эффекта от дозы. В соответствии с этой концепцией индивидуальный риск R (вероятность смерти от злокачественных образований и генетических дефектов) определяется формулой:

$$R = rH,$$

где *H* – это эквивалентная доза, полученная индивидом, а **r** – коэффициент риска, величина которого оценивается МКРЗ как $1{,}65 \cdot 10^{-2}$ $Зв^{-1}$. Генетическая доля в коэффициенте риска составляет одну четверть, соматическая - три четверти. Нетрудно подсчитать, что согласно этой формуле если группа людей получила дозу в 1 Зв каждый, то в среднем от злокачественных образований погибнет каждый 80-ый.

Рекомендации по ограничению дозовых нагрузок, связанных с профессиональной деятельностью, вырабатываются в сравнении с уровнем профессионального риска в других отраслях промышленности. Ориентируясь на средний уровень, можно принять допустимым значение риска $R=10^{-4}$ в год. Такому риску соответствует эквивалентная доза облучения $H=10^{-4}/(1{,}65 \cdot 10^{-2}) \approx 6$ ***мЗв*** в год. Так как полученные дозы в 50 ***мЗв*** в год еще не приводит к обнаруживаемым современной медициной последствиям, МКРЗ считает эту величину безопасной, но рассматривает ее как верхний предел профессионального облучения. Большинство работников должно получать, как правило, не более 0,1 от этого предела.

В нашей стране с точки зрения предельных уровней облучения по нормам радиационной безопасности различают две категории облучаемых: персонал и лица из населения.

Для категорий облучаемых лиц устанавливаются три класса нормативов, главным из которых является предел дозы техногенного облучения (см. табл. 3)

Таблица 3. Основные дозовые пределы.

Нормируемые величины	Дозовые пределы	
	Лица из персонала (группа А)	Лица из населения
Эффективная доза	20 *мЗв* в год в среднем за любые последовательные 5 лет, но не более 50 *мЗв* в год.	1 *мЗв* в год в среднем за любые последовательные 5 лет, но не более 5 *мЗв* в год
Эквивалентная доза за год в хрусталике, коже, кистях и стопах.	150 *мЗв* 500мЗв	15 *мЗв* 50мЗв

Эффективная доза, обусловленная облучением природными источниками ионизирующего излучения в производственных условиях, для работников, не относящихся к категории персонала, не должна превышать в год 5 мЗв/год.

Для студентов и учащихся в возрасте до 21 года, проходящих обучение с использованием источников ионизирующего излучения, годовые накопленные дозы не должны превышать значений, установленных для лиц из населения.

Для сравнения заметим, что среднегодовая индивидуальная доза фонового облучения от природных источников в среднем по планете составляет около 2 мЗв, и такого же порядка могут достигать дозы при медицинском облучении. В табл. 4 приведены примерные уровни доз и последствия их получения.

Таблица 4. Действие радиации на человека.

п/н	Доза в рентгенах	Действие на человека
1.	0-25	Отсутствие явных повреждений
2.	25-50	Возможное изменение состава крови
3.	50-100	Изменение состава крови. Повреждения.
4.	100-200	Повреждения. Возможная потеря трудоспособности
5.	200-400	Нетрудоспособность. Возможная смерть
6.	400	Смертность 50 %
7.	600	Смертельная доза.

Экспериментальная часть.

Работа выполняется с одним из дозиметров, которые предназначены для измерений средней мощности экспозиционной дозы рентгеновского и γ-излучений в широком диапазоне мощностей, доз и энергий гамма квантов.

Принцип работы дозиметра-радиометра ДКС-96 с блоком детектирования БДКС-96

1.Назначение

Дозиметр-радиометр предназначен для:

- Измерения мощности амбиентной эквивалентной дозы непрерывного и импульсного гамма излучения;
- измерения амбиентной эквивалентной дозы непрерывного и импульсного гамма излучения;
- измерения плотности потока альфа - излучения;
- измерение плотности потока бета - излучения;
- измерение мощности эквивалентной дозы нейтронного излучения;
- измерение эквивалентной дозы нейтронного излучения;
- измерение плотности потока гамма-излучения;

- измерение мощности экспозиционной дозы гамма – излучения;
- поиска и локализации радиоактивных источников;
- использования в качестве частотометра;

Примечание: амбиентная эквивалентная доза – эквивалентная доза, наиболее достоверно учитывающая воздействие излучения на тело человека и определенная на глубине 1 см в шаре диаметром 30 см из вещества, эквивалентного мышечной биологической ткани (плотностью 1г/см3). В дальнейшем-эквивалентная доза.

2.Применение.

Дозиметр-радиометр применяется в службах дозиметрического контроля, промышленности, медицине, научных и других учреждениях, в которых используются источники ионизирующего излучения.

3.Устройство и работа. Общие сведения.

Вместе с дозиметром используется сменный блок детектирования БДКС-96. Назначение блока детектирования соответствует виду регистрируемого излучения.

Дозиметр автоматически определяет тип подключенного блока детектирования и выдает показания в соответствующих единицах измерения.

Измерение мощности эквивалентной дозы (или эквивалентной дозы) с блоком детектирования БДКС–96 основано на измерении интенсивности сцинтилляций пластмассового детектора, которая пропорциональна измеряемой мощности эквивалентной дозы в окружающей среде.

Сцинтилляции преобразуются в постоянный ток фотоэлектронным умножителем (ФЭУ), работающем в токовом режиме. С помощью аналого-цифрового преобразователя ток ФЭУ преобразуется в импульсы напряжения, частота следования которых пропорциональна току.

4.Устройство и работа составных частей дозиметра- радиометра. Состав блока детектирования БДКС-96

В состав блока детектирования БДКС-96 входят: детектор, фотоэлектронный умножитель, узел питания (ФЭУ) с умножителем напряжения, преобразователь тока в частоту, съемный полиэтиленовый стакан для исключения влияния бета-излучения и световой затвор.

Детектор представляет собой цилиндр из полистирола с люминесцирующими добавками.

В состав узла питания ФЭУ входят компенсационный стабилизатор напряжения и умножитель напряжения с преобразователем напряжения и умножитель напряжения, обеспечивающий требуемое распределение напряжений на динодах ФЭУ.

С помощью переменных резисторов, установленных рядом с кабельным вводом, производится регулирование чувствительности блоков детектирования.

Световой затвор представляет собой ирисовую диафрагму с тремя фиксированными положениями:

-в первом положении, когда световой затвор полностью закрыт, производится измерение фона (темнового тока ФЭУ);

-во втором положении, когда световой затвор частично открыт производятся измерения поддиапазона «мЗв/ч»;

-в третьем положении, когда световой затвор полностью открыт, производится измерения на поддиапазоне «мкЗв/ч».

5.Измерительный пульт.

5.1 В пульте находятся процессорный блок, узел питания, аналоговый интенсиметр, жидкокристаллический дисплей и органы управления.

5.2 На передней панели пульта расположены:

- дисплей;

- кнопка «ВЫБОР», предназначенная для управления чувствительностью, и указания предела измерения аналогового индикатора, а также переключения поддиапазонов;

- стрелочный индикатор, управляемый аналоговым интенсиметром;

- кнопка «РЕЖИМ», служащая для выбора режима работы дозиметра-радиометра.

Одновременное нажатие и удержание кнопок «РЕЖИМ» и «ВЫБОР» (~0,5 с) служит для перехода в дополнительное меню.

- кнопка «ПУСК» расположена на правой стороне пульта, предназначенная для инициализации режимов работы и начала измерения. Там же расположен разъем для подключения блоков детектирования.

На правой стороне батарейного отсека расположен движковый переключатель для включения и выключения дозиметра-радиометра .

5.3 Процессорный блок представляет собой функционально законченный узел, в котором осуществляется распознавание типа подключенного блока детектирования, обработка поступающей информации, хранение полученных данных и управление всем дозиметром радиометром по заданному алгоритму.

5.4 В узле питания формируется напряжение на +7, +5 и минус 5 В, осуществляется переключение высокого напряжения в блоке БДКС-96, калибровка измерителя напряжения питания батарей и управление чувствительностью аналогового интенсиметра.

5.5 Дисплей представляет собой двухсторонний жидкокристаллический индикатор, на котором индуцируется тип подключенного блока детектирования, информация о режимах работы дозиметра-радиометра, текущее время. В темное время возможно включение подсветки дисплея.

6. Подготовка дозиметра- радиометра к использованию

6.1 Осмотреть дозиметр-радиометр на предмет отсутствия повреждений и обрыва кабелей.

6.2 Установить переключатель на боковой стене батарейного отсека в положение, отмеченного белой точкой.

6.3 Подключить блок детектирования БДКС-96.

ПРЕДУПРЕЖДЕНИЕ ОБ ОПАСНОСТИ.

В блоках детектирования генерируется высокое напряжение, ОПАСНОЕ ДЛЯ ЖИЗНИ. Производящий работы с дозиметром-радиометром должен ознакомиться с правилами техники безопасности при работе с напряжением до 1000 В и соблюдать особую осторожность при выполнении ремонтных работ.

Категорически запрещается подключать блоки детектирования при включенном дозиметре радиометре.

Любой вид действия с дозиметром-радиометром заключается в выборе необходимого пункта меню кнопкой «РЕЖИМ» с последующей активацией дозиметра-радиометра нажатием кнопки «ПУСК».

6.3 Включить дозиметр-радиометр, переведя переключатель на боковой стене батарейного отсека на себя в положение, отмеченное красной точкой.

После включения дозиметра-радиометра на дисплее в течение 2с индуцируется запрос: «ПУСК-СВЕТ ВКЛЮЧИТЬ». Для включения постоянной подсветки дисплея (при работе в тёмном помещении) нажать кнопку «ПУСК» во время индуцирования запроса.

6.4 После этого на дисплей в течение ~2с выводится сообщение о типе подключенного блока детектирования в виде:

ПОДКЛЮЧЕН
БДКС-96

Затем, в правой стороне верхней строки дисплея должна появиться величина напряжения питания батарей.

В верхнем левом углу – буква, обозначающая тип подключенного блока детектирования:

Буква «Г» - блок детектирования БДКС 96.

Буква «А» - без блока детектирования.

В нижней строке дисплея индицируется текущее время.

Если на дисплее индуцируется «F» в верхнем правом углу, то это означает не проведено измерение фона.

Замечание: при напряжении питания менее 4,0 В необходимо заменить батареи. При напряжении питания менее 3,0 В дозиметр радиометр выдает сообщение: «БАТАРЕИ РАЗРЯЖЕНЫ» и прекращает работу.

Прогреть дозиметр-радиометр в течение 5 мин.

6.5 Кнопкой «РЕЖИМ» выбирается необходимый пункт меню: фон, измерение, свет, звук, просмотр. Активизация дозиметра-радиометра происходит нажатием и отпусканием кнопки «ПУСК». Нажатием на кнопки «РЕЖИМ» или «ПУСК» выбрать необходимые режимы работы звукового сигнала и подсветки дисплея. При включенном звуке дозиметр-радиометр издает короткие звуковые сигналы, частота следования которых пропорциональна измеряемой величине.

6.5 При одновременном нажатии и удержании кнопок «РЕЖИМ» и «ВЫБОР» происходит переход из основного в дополнительное меню. На дисплее появятся последовательно следующие строки дополнительного меню: тип измерения, время измерения, единицы измерения, установка, дата и время, язык, эффективность, мертвое время, регулировка звука, стереть измерения.

Порядок работы.

7. Измерение мощности эквивалентной дозы гамма-излучения с блоком БДКС-96.

7.1 Измерение фона (темнового тока ФЭУ)

После подготовки дозиметра–радиометра к работе, произвести измерение фона (темнового тока ФЭУ) в следующей последовательности:

-Перевести световой затвор блока детектирования в положение «КОМП».

- Кнопкой «РЕЖИМ» выбрать в меню режим «ФОН». В этом режиме определяется добавка к показаниям дозиметра-радиометра, обусловленная темновым током ФЭУ для блока БДКС-96. Этот режим необходимо обязательно использовать перед измерением мощности дозы. Измерение фона следует повторять через каждые 20-30 мин. Фон измеряется перед началом измерений и автоматически вычитается дозиметром-радиометром из результатов измерений.

-выбрать поддиапазон измерения «мкЗв/ч».

Если необходимо изменить предел измерения, то кнопкой «ВЫБОР» выбрать поддиапазон измерения «мкЗв/ч» (чувствительный диапазон), т.е. при наличии в нижнем правом углу дисплея переключающейся стрелки «↑» или «↓» возможно изменение аналогового индикатора. Это следует сделать так: если надо увеличить предел (уменьшить чувствительность) измерения аналогового индикатора, то при включенном сообщении «↑» нажмите на кнопку «ВЫБОР», что приведет к увеличению верхнего предала измерения (т.е. уменьшению чувствительности) в последовательности 1-3-10-99. Если надо уменьшить предел, то при включенном сообщении «↓» нажатие на кнопку «ВЫБОР» приводит к уменьшению верхнего предела измерения (увеличению чувствительности) в последовательности 99-30-10-3-1. В момент перехода 99 на 1 происходит переключение поддиапазона с «мкЗв/ч» на «мЗв/ч». В момент перехода с 1 на 99 происходит обратное переключение.

Переключение поддиапазонов «мкЗв/ч» и «мЗв/ч» сопровождается звуковым сигналом и появлением на дисплее сообщения:

ЧУВСТВИТЕЛЬНЫЙ ДИАПОЗОН	или	ГРУБЫЙ ДИПАЗОН

Переключение чувствительности осуществляется до активизации какого-либо из режимов основного меню.

Далее, нажать и отпустить кнопку «ПУСК», после чего в течение 50с производится измерение фона. По истечении времени измерения раздается звуковой сигнал, на дисплее появляется результат измерения, а символ «F» в правой части верхней строки исчезает.

7.2 Определение мощности эквивалентной дозы.

-Далее, произвести измерение в следующей последовательности:

Перевести световой затвор блока детектирования в положение «мкЗв/ч».

- Затем, установить кнопкой «РЕЖИМ» пункт меню «Изм».

Тем самым, войти в режим измерения. Далее, нажать и отпустить кнопку «ПУСК». В процессе измерения показания на дисплее изменяются по мере уточнения результата и по окончании измерения останавливаются на несколько секунд, далее процесс измерения возобновляется автоматически.

Задания

1.Измерить уровень естественного фона радиации в лаборатории.

2.Измерить дозу облучения от γ-источника.

Используя полученные данные, вычислить максимально возможную дозу, получаемую студентами за время выполнения лабораторных работ по атомной и ядерной физике, и сравнить с приведенными выше пределами доз.

Контрольные вопросы.

1. Какими величинами описывают действие ионизирующих излучений? Каковы единицы их измерения?
2. Как зависит индивидуальный риск от воздействия на человека ионизирующего излучения от дозы?
3. Как нормируются предельно допустимые уровни облучения в профессиональной деятельности людей?
4. Сколько заряженных частиц образуется в теле человека, получившего эквивалентную дозу в 5 мЗв при облучении γ-квантами, α-частицами?

Лабораторная работа №2

ОПРЕДЕЛЕНИЕ УДЕЛЬНОГО ЗАРЯДА МЕТОДОМ МАГНЕТРОНА.

Цель работы: Измерение одной из характеристик электрона: отношения его электрического заряда к массе. Ознакомление с теорией движения электрических зарядов в электрическом и магнитном полях. Практическое применение этой теории к движению электрона в вакуумном диоде, помещенном в магнитное поле.

Оборудование: соленоид с вакуумным диодом, блоки питания, вольтметр, миллиамперметр, реостат.

Краткие рекомендации.

Важнейшими характеристиками электрона являются его заряд и масса. При движении электрона в электрических и магнитных полях его траектория определяется конфигурацией этих полей и отношением заряда электрона к его массе (*удельным зарядом*). Если структура электрического или магнитного поля задана, и из опыта известна траектория

электрона в этом поле, то значение e/m может быть найдено. На этом основаны различные методы определения удельного заряда электрона, ионов и других заряженных частиц.

Одним из таких методов является *метод магнетрона*, в котором используется отклонение движущегося электрона магнитным полем. Последнее, как известно, действует на движущийся электрон силой Лоренца:

$$\overline{F} = -e\left[\overline{v}\overline{B}\right]. \quad (1)$$

Из формулы (1) и свойств векторного произведения можно заметить, что:

1. Эта сила действует перпендикулярно к мгновенному направлению скорости движения электрона и к направлению вектора индукции магнитного поля.
2. Вдоль поля сила не действует, следовательно, продольная компонента скорости электрона не изменяется.
3. Перпендикулярная компонента скорости непрерывно изменяет направление, не меняясь по модулю, поэтому, проекция траектории электрона на плоскость, перпендикулярную полю, представляет собой окружность.

Сущность метода заключается в следующем. Электронная лампа с катодом в виде нити и коаксиальным (соосным) цилиндрическим анодом помещается внутрь соленоида, питаемого постоянным током. При наличии разности потенциалов между анодом и катодом возникает электрическое поле с цилиндрической симметрией (вектор $\vec{\mathrm{E}}$ направлен радиально). Одновременно, если в цепи соленоида течет ток, то внутри лампы возникает магнитное поле, направленное вдоль оси симметрии лампы. Вектора напряженностей магнитного и электрического полей внутри лампы перпендикулярны друг другу. В отсутствии магнитного поля электроны, вылетающие с поверхности катода, движутся на анод прямолинейно по радиусам (если их начальные скорости не имеют компоненты

вдоль катода). В магнитном поле на электроны действует сила Лоренца (1). Под действием этой силы траектория электронов станет криволинейной, причем, чем больше поле, тем больше кривизна. При определенном достаточно большом значении индукции B электроны совсем перестанут достигать анода. Анодный ток в лампе прекратится, электроны будут двигаться в пространстве между катодом и анодом по замкнутым траекториям. Этот эффект (вращение электронов вокруг линии индукции магнитного поля) используется в генераторе сверхвысокочастотных колебаний – магнетроне, с чем и связано название метода, хотя сам магнетрон как прибор в данной работе не применяется – его заменяет обычный выпрямительный диод (высоковольтный кенотрон).

Эксперимент по определению e/m заключается в следующем:

1. В лампе устанавливают постоянный ток накала и поддерживают постоянную разность потенциалов между катодом и анодом.
2. Изменяя от нуля значение силы тока в соленоиде и, тем самым, увеличивая индукцию магнитного поля, добиваются прекращения анодного тока в лампе.
3. Измеряют полученное значение индукции.

Зная радиусы катода и анода, величину анодного напряжения и *критическую индукцию магнитного поля* B_{KP} (при которой прекратился анодный ток), можно найти отношение e/m.

Характерной особенностью метода является то, что он исключает необходимость изучения траектории электрона в магнитном поле. Наоборот, изменением величины B (при заданном U) достигается наперед заданная траектория электронов, при которой они не могут попасть на анод лампы, вопреки действию электрического поля.

Таким образом, опыт сводится к снятию так называемой *сбросовой характеристики* лампы, то есть к снятию зависимости I_a (при $U=const$) от B (точнее, от тока соленоида I_C). Однако надо иметь в виду, что в силу ряда причин (разброс начальных скоростей электронов, неточная коак-

сиальность электродов) на реальной сбросовой характеристике не будет вертикального спада силы анодного тока, а будет иметь место его постепенное, хотя и достаточно резкое, уменьшение в некотором диапазоне значений магнитной индукции в окрестности искомого критического значения.

Чтобы найти связь между B_{KP} и удельным зарядом, рассмотрим движение электрона в цилиндрическом диоде, помещенном в аксиальное магнитное поле. Уравнение движения электрона в векторной форме в системе СИ имеет вид:

$$\frac{d^2\vec{r}}{dt^2} = -\frac{e}{m}\left(\vec{E} + \left[\vec{v}\vec{B}\right]\right) \quad (2)$$

Выберем цилиндрическую систему координат с тройкой единичных векторов $\overrightarrow{e_Z}$, $\overrightarrow{e_\rho}$, $\overrightarrow{e_\alpha}$. Ось Z направим вдоль вектора магнитной индукции, тогда вектор напряженности электрического поля будет перпендикулярен к оси Z, то есть:

$\vec{B} = B\overrightarrow{e_z}$, а $\vec{E} = -E\overrightarrow{e_\rho}$, при этом $B = const$, а $E = E(\rho)$.

Запишем выражения для проекций векторов скорости и ускорения в цилиндрической системе координат. Для простоты положим, что электроны покидают катод с нулевой начальной скоростью. Тогда их траектории будут лежать в плоскостях $Z=const$, т.е. скорость и ускорение будут иметь только ρ и α- компоненты и не иметь Z –компоненты.

Сначала разложим приращение $d\vec{r}$ по ортам цилиндрической системы координат:

$$d\vec{r} = d\rho \cdot \overrightarrow{e_\rho} + \rho \cdot d\alpha \cdot \overrightarrow{e_\alpha} \quad (3)$$

следовательно

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = \dot{\rho}\overrightarrow{e_\rho} + \rho\dot{\alpha}\overrightarrow{e_\alpha} \quad (4)$$

где точкой обозначено дифференцирование по времени.

Далее находим вторую производную, учитывая, что ориентация ортов $\overrightarrow{e_\rho}$ и $\overrightarrow{e_\alpha}$ зависит от времени, то есть, что:

$$\frac{d\overrightarrow{e_\alpha}}{dt} = -\dot{\alpha}\overrightarrow{e_\rho}\ , \qquad \text{а} \qquad \frac{d\overrightarrow{e_\rho}}{dt} = \dot{\alpha}\overrightarrow{e_\alpha}\ .$$

Получаем:

$$\frac{d^2\vec{r}}{dt^2} = \ddot{\rho}\overrightarrow{e_\rho} + \dot{\rho}\dot{\alpha}\overrightarrow{e_\alpha} + \dot{\rho}\dot{\alpha}\overrightarrow{e_\alpha} + \rho\ddot{\alpha}\overrightarrow{e_\alpha} - \rho\dot{\alpha}^2\overrightarrow{e_\rho} =$$

$$= (\ddot{\rho} - \rho\dot{\alpha}^2)\overrightarrow{e_\rho} + (2\dot{\rho}\dot{\alpha} + \rho\ddot{\alpha})\overrightarrow{e_\alpha}$$

Теперь разложим по ортам цилиндрической системы правую часть уравнения (2), используя (4), а также очевидные соотношения:

$$\overrightarrow{e_\rho} \times \overrightarrow{e_Z} = -\overrightarrow{e_\alpha} \quad \text{и} \quad \overrightarrow{e_\alpha} \times \overrightarrow{e_Z} = \overrightarrow{e_\rho}$$

Получим:

$$\vec{E} + \left[\frac{d\vec{r}}{dt}\vec{B}\right] = -E\overrightarrow{e_\rho} + \left[\left(\dot{\rho}\overrightarrow{e_\rho} + \rho\dot{\alpha}\overrightarrow{e_\alpha}\right)B\overrightarrow{e_Z}\right] = (-E + \rho\dot{\alpha}B)\overrightarrow{e_\rho} - \dot{\rho}B\overrightarrow{e_\alpha}$$

Таким образом, уравнения движения электрона (2) в проекциях на орты $\overrightarrow{e_\rho}$ и $\overrightarrow{e_\alpha}$ имеет вид:

$$\ddot{\rho} - \rho\dot{\alpha}^2 = -\frac{e}{m}\left(-E + \rho\dot{\alpha}B\right) \tag{5}$$

$$2\dot{\rho}\dot{\alpha} + \rho\ddot{\alpha} = \frac{e}{m}\dot{\rho}B \tag{6}$$

Решением этой системы уравнений будет траектория электрона $\rho=\rho(\alpha)$.

Заметим, что левую часть уравнения (6) можно записать в виде:

$$\frac{1}{\rho}\cdot\frac{d}{dt}(\rho^2\dot{\alpha})\ .$$

Тогда вместо (6) получаем:

$$\frac{d}{dt}(\rho^2\dot{\alpha}) = \frac{e}{m}\rho\dot{\rho}B = \frac{eB}{2m}\cdot\frac{d}{dt}(\rho^2) \tag{7}$$

Это уравнение можно проинтегрировать непосредственно:

$$\rho^2\dot{\alpha} = \frac{eB}{2m}\cdot\rho^2 + const$$

Константу находим из начальных условий:

$$\alpha(0) = 0,\ \ \dot{\alpha}(0) = 0,\ \ \rho(0) = a,\ \dot{\rho}(0) = 0,$$

где a - радиус катода. Получим:

$$const = -\frac{eB}{2m} \cdot a^2$$

Теперь можем найти угловую скорость электрона $\dot{\alpha}$ как функцию ρ и B:

$$\dot{\alpha} = \frac{eB}{2m}\left(1 - \frac{a^2}{\rho^2}\right) \quad (8)$$

Подставив это выражение в (5), получим дифференциальное уравнение относительно ρ. Оно получится достаточно сложным (с учетом того, что E=$E(\rho)$), но нам нет необходимости искать его полное решение. Надо лишь узнать, при каких условиях реализуется частное решение, соответствующее критической траектории, отделяющей траектории, на которых электрон достигает анода, от тех, на которых электрон не достигает анода. Эта траектория отвечает условию $\rho_{max} = b$, где b - радиус анода. На этой траектории в начальный момент времени электрон находится в точке $\rho = a$ и имеет нулевую скорость. При этом его энергия состоит только из потенциальной, и равна eU, где U-разность потенциалов между катодом и анодом. Когда же ρ=ρ_{max}=b, электрон находится рядом с анодом, его скорость имеет только угловую компоненту (т.к. $\dot{\rho}$=0 - условие максимума), потенциальная энергия равна нулю, а кинетическая, соответственно, максимальна и равна:

$$\frac{\boldsymbol{mv^2}}{\boldsymbol{2}} = \frac{\boldsymbol{m\dot{\alpha}^2 b^2}}{\boldsymbol{2}} \quad \text{(см.(4))}$$

Согласно закону сохранения энергии можем записать:

$$\boldsymbol{eU} = \frac{\boldsymbol{m\dot{\alpha}^2 b^2}}{\boldsymbol{2}} \quad (9)$$

Подставив сюда выражение для угловой скорости (8) при ρ=b и B=$B_{кр}$, после алгебраических преобразований получим:

$$\frac{\boldsymbol{e}}{\boldsymbol{m}} = \frac{\boldsymbol{8U}}{\boldsymbol{B_{кр}}^2 \cdot \boldsymbol{b^2}\left(\boldsymbol{1} - \frac{\boldsymbol{a^2}}{\boldsymbol{b^2}}\right)^2} \quad (10)$$

Формула (10) дает искомое значение удельного заряда в системе единиц СИ. Таким образом, для вычисления удельного заряда электрона достаточно в лампе с известными радиусами электродов a и b при фик-

сированной разности потенциалов U измерить критическое значение индукции магнитного поля $B_{КР}$. Критическую индукцию вычисляют из экспериментального значения критического тока соленоида по формуле:

$$\mathrm{B_{КР}} = \mu_0 n I_{\mathrm{кр}} \qquad (11)$$

где n – плотность намотки соленоида (т.е. число витков на один метр длины); $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ *Тл·м/А* - магнитная постоянная.

Экспериментальная часть:

Схема установки изображена на рисунке 1. Перед началом измерений необходимо убедиться в правильности соединений.

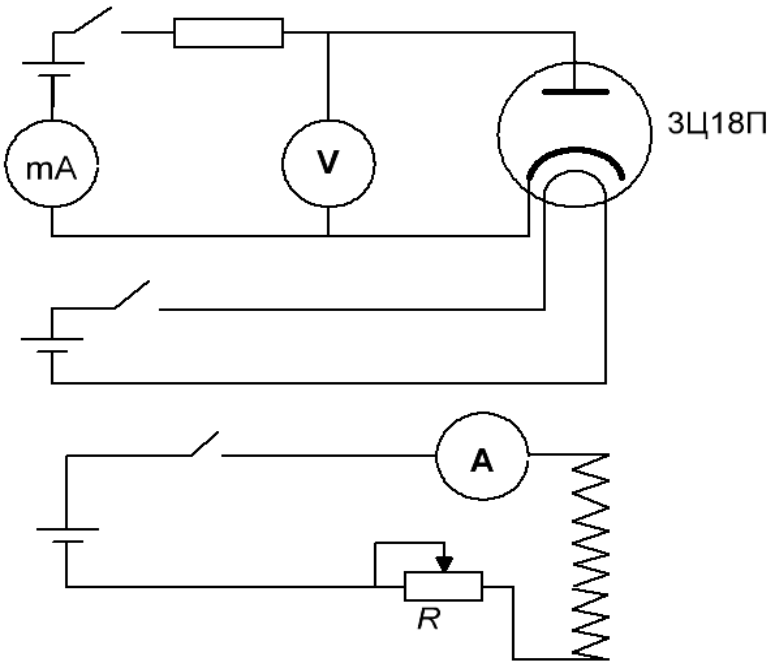


Рис. 1

Порядок выполнения работы:

1.Включить источник анодного напряжения и дать ему прогреться 1 мин.

2.На источнике анодного напряжения установить максимальное значение.

3.Включить источник нити накала диода. Прогреть диод в течение 2-3 минут.

4.Включить охлаждающий вентилятор.

5. Включить блок питания соленоида.

6.Регулируя реостатом силу тока в цепи соленоида от минимального до максимального значений, снять зависимость анодного тока I_a от тока соленоида I_C, т. е. сбросовую характеристику. При этом необходимо проверять постоянство анодного напряжения в цепи анодного тока.

Для получения хорошей сбросовой характеристики нужно снять не менее 20 точек зависимости I_a от I_C, причем производить измерения более часто на участке крутого спада анодного тока.

7.Построить сбросовую характеристику и из графика определить критическое значение тока соленоида $I_{КР}$, которое соответствует середине спада характеристики, то есть уменьшению анодного тока вдвое от первоначального.

8.По найденному критическому значению тока соленоида вычислить критическую индукцию по формуле (11), а затем и значение удельного заряда по формуле (10). Радиусы катода и анода для используемой в данной установке лампы 3Ц18П равны: $a = 0{,}45$ мм, $b = 4{,}6$мм**,** плотность намотки соленоида**:** $n = 1{,}01 \cdot 10^4$м$^{-1}$

9.Проанализировать источники погрешностей и определить доверительный интервал полученной величины.

10.Произвести сравнения табличного значения удельного заряда электрона и полученного в лабораторной работе.

Контрольные вопросы.

1.Написать уравнение движения заряженной частицы в произвольно ориентированных электрическом и магнитном полях:

а) в векторной форме;

б) в проекциях в декартовой системе координат;

в) в цилиндрической системе координат;

2.Вывести формулу для траектории электрона в однородном магнитном поле при произвольной начальной скорости.

3. Вывести формулу для траектории электрона в «плоском магнетроне» (однородные взаимно перпендикулярные электрическое и магнитное поля) при нулевой начальной скорости.

4. Найти критическую индукцию магнитного поля в «плоском магнетроне» и сравнить с B_{KP} для цилиндрического магнетрона.

5. Вывести формулу для вычисления погрешности значения e/m, обусловленной погрешностями значений напряжения, критического тока соленоида, радиусов катода и анода.

6. Оценить погрешность e/m, обусловленную тепловым разбросом скоростей электронов, покидающих катод.

Лабораторная работа №3

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СРЕДНЕГО ПРОБЕГА И ЭНЕРГИИ α-ЧАСТИЦ.

Цель работы: ознакомление с теорией α-распада, практическое изучение торможения α-частиц в воздухе, измерение интенсивности источников α-излучения.

Оборудование: набор источников α-излучения, детектор α-частиц сцинтилляционного типа БДЗА2-01, измеритель скорости счета УИМ2-2.

Краткие рекомендации.

Явление α- распада радиоактивного ядра состоит в самопроизвольном испускании ядром α-частицы, состоящей из двух протонов и двух нейтронов, и представляющей собой ядро атома гелия:

$$ {}_{Z}X^{A} \rightarrow \quad {}_{Z-2}X^{A-4} + \quad {}_{2}He^{4} \qquad (1) $$

где A - массовое число; Z - зарядовое число исходного ядра; X - символ какого-либо химического элемента.

Масса α-частицы равна 4,00273 а.е.м., спин и магнитный момент нулевые, энергия связи 28,11 МэВ.

В настоящее время известно свыше 300 альфа-активных ядер; большинство из них получены искусственно. Почти все они имеют зарядовое число $Z > 82$ и массовое число $A > 200$. Но есть несколько альфа-активных ядер в области $140 < A < 160$ (группа лантаноидов), самое легкое из них альфа-активное ядро – церий-142: ${}_{58}Ce^{142}$.

Необходимым (но не достаточным) условием α-распада является следующее энергетическое условие:

$$ {}_{Z}M^{A} \rightarrow \quad {}_{Z-2}M^{A-4} + m_{\alpha} \qquad (2) $$

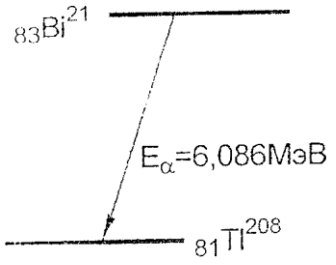
Здесь m_{α} – масса α-частицы, а ${}_{Z}M^{A}$ и ${}_{Z\text{-}2}M^{A\text{-}4}$ – массы соответствующих ядер. Можно записать это условие в другом виде, используя понятия энергии распада и энергии связи:

$$ E_{РАСПАДА} = E_{СВ}(A\text{-}4, Z\text{-}2) + E_{СВ}(\alpha) - E_{СВ}(A,Z) > 0 \qquad (3) $$

То есть, распад может происходить, только если сумма энергий связи продуктов распада больше энергии связи исходного ядра. Учитывая, что *энергия связи* ядра равна работе по разделению этого ядра на отдельные невзаимодействующие нуклоны (протоны и нейтроны), а *энергия распада* равна сумме кинетических энергий продуктов распада, легко увидеть в условии (3) выражение фундаментального закона сохранения энергии.

В соответствии с законами сохранения энергии и импульса, для определенного конкретного распадающегося изотопа кинетическая энергия всех вылетающих α-частиц одинакова (см. рис. 1), другими словами спектр α-частиц является моноэнергетическим. Однако точные измерения энергий во многих случаях выявляют тонкую структуру спектра, объясняющуюся тем, что распад идет не только на основной, но и на возбужденные уровни дочернего ядра (рис. 2). Кроме того, возможен распад из возбужденных состояний исходных ядер, приводящий к испус-

канию так называемых длиннопробежных α-частиц, обладающих большей энергией, чем основная группа.



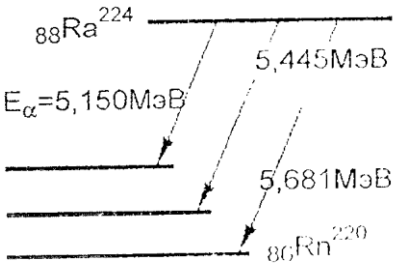


Рис. 1 Рис. 2

Изменение количества ядер радиоактивного изотопа со временем описывается основным законом радиоактивного распада:

$$N=N_0 exp(-\lambda t) \quad (4)$$

Где N_0 - число ядер в начальный момент времени, λ - *постоянная распада*, имеющая смысл вероятности распада за единицу времени.

Величина $\tau = \lambda^{-1}$ называется средним временем жизни радиоактивного ядра. Чаще всего для характеристики устойчивости ядер относительно распада используют *период полураспада* $T_{1/2}$, равный промежутку времени, за который распадается половина исходного количества ядер. Зная это, из формулы (4) легко найти:

$$\lambda \cdot T_{1/2} = \ln 2.$$

Подставив в (4) вместо λ ее выражение через $T_{1/2}$, получим другую форму основного закона распада:

$$N = N_0 \cdot 2^{-t/T_{1/2}}$$

Число радиоактивных ядер трудно измерить непосредственно; в эксперименте обычно измеряют количество ядер, распадающихся в единицу времени. Эту величину называют *активностью:*

$$A = -\frac{dN}{dt} = \lambda N = \lambda N_0 e^{-\lambda t} = A_0 e^{-\lambda t} \quad (5)$$

Видно, что для активности справедлив тот же экспоненциальный закон, что и для количества ядер.

Периоды полураспада α-активных ядер меняются в громадных пределах (от 10^{-13} с до 10^{15} лет), а энергии всех излучаемых α-частиц лежат в узком интервале приблизительно от 4 до 9 МэВ.

Однако эти величины связаны друг с другом. Связь периода полураспада $T_{1/2}$ с энергией вылетающих α-частиц E дает эмпирический закон Гейгера-Неттола:

$$ln T_{1/2} = C + D \cdot E^{-\frac{1}{2}} \quad \text{или} \quad lg\lambda = a \cdot lgE + b \tag{6}$$

где a, b, C, D- константы, не зависящие от массового числа A, и слабо зависящие от зарядового числа Z.

Процесс α-распада можно разделить на два этапа: образование α-частицы из нуклонов ядра и испускание ее ядром. Вероятность, а значит и скорость протекания первого из этих этапов существенно больше, поэтому время жизни α-активных ядер определяется, в основном, вероятностью испускания α-частицы ядром. Для выхода из ядра α-частица должна преодолеть притяжение остальных нуклонов, действующее только на расстоянии порядка радиуса ядра R:

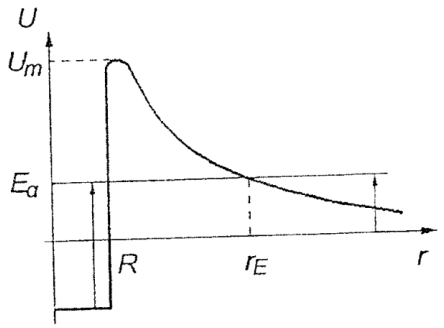


Рис. 3

Потенциал, действующий на α-частицу внутри ядра, известен недостаточно, но его конкретный вид мало сказывается на получающихся из теории характеристиках распада. В первом приближении принято предполагать, что такой потенциал имеет форму сферической потенциальной ямы радиуса R с вертикальными стенками (рис. 3). За пределами ямы взаимодействие α-частицы с ядром описывается кулоновским потенциалом отталкивания:

$$U = 2Ze^2r^{-1}$$

Оценка высоты потенциального барьера, препятствующего вылету α-частицы $U(R)$ дает значение ок. 30 МэВ. Энергия же вылетающих из ядра частиц, как уже говорилось, лежат в пределах от 4 до 9 МэВ. Поэтому с точки зрения классической механики α-распад невозможен.

Объяснение α-распада и закона Гейгера-Неттола дает только квантовая механика. Для микрочастиц оказывается возможным прохождение «сквозь» потенциальный барьер (туннельный эффект). Этот чисто квантовый эффект связан с наличием у α-частиц волновых свойств, благодаря которым вероятность обнаружения (квадрат модуля волновой функции) частицы в области под барьером (где $U > E_\alpha$) не равна нулю, но экспоненциально убывает вглубь барьера. Если барьер имеет конечные размеры, то по другую его сторону волновая функция, а стало быть, и вероятность обнаружения α-частицы будет не равной нулю, то есть потенциальный барьер не является абсолютным препятствием для микрочастиц.

Как показывает квантово-механический анализ, коэффициент прозрачности барьера (то есть вероятность прохождения частицы через этот барьер) изображенного на рис. 3, можно вычислить по формуле:

$$d = exp\left[-\frac{2}{\hbar}\int_R^{r_E}\sqrt{2m(U(r)-E_\alpha)}dr\right] \quad (7)$$

где m_α - масса α-частицы. Если вместо $U(r)$ подставить: $2Ze^2r^{-1}$, как это предполагалось выше, то интеграл в формуле (7) берется, и получается:

$$\lambda = \frac{1}{\tau} = \frac{\hbar}{mR^2}e^{-\gamma} \quad (8)$$

где

$$\gamma = \frac{2}{\hbar}\left[\frac{Ze^2}{4\varepsilon_0}\sqrt{\frac{2m_\alpha}{E_\alpha}} - 2e\sqrt{\frac{m_\alpha RZ}{\pi\varepsilon_0}}\right],$$

ε_0 – электрическая постоянная.

Логарифмируя (8), находим:

$$ln\,\tau = \frac{a}{\sqrt{E_\alpha}} + b$$

где

$$a = \frac{Ze^2\sqrt{2m_\alpha}}{2\hbar\varepsilon_0}, \quad b = ln\frac{m_\alpha R^2}{\hbar} - \frac{4e}{\hbar}\sqrt{\frac{m_\alpha RZ}{\pi\varepsilon_0}}$$

Таким образом, время жизни альфа-активных ядер действительно можно представить в виде закона Гейгера-Неттола (6).

2. Взаимодействие α-частиц с веществом.

При прохождении через вещество любая заряженная частица теряет кинетическую энергию на ионизацию и возбуждение атомов вещества. Эти потери и определяют пробег частицы. Зависимость удельной ионизации (то есть числа электронов в 1 см^3), производимой частицей от расстояния x, пройденного этой частицей, называется кривой Брегга, которая приведена на рис. 4. Экспериментально установлено, что независимо от энергии частицы она теряет в каждом акте ионизации около 35 эВ, поэтому, зная энергию α-частицы, можно примерно вычислить после скольких актов ионизации она полностью затормозится.

Вероятность ионизации атомов среды при энергиях α-частиц в несколько МэВ примерно 10^3 раз больше вероятности ядерного взаимодействия. Поэтому путь большинства α-частиц в среде прямолинеен (отклоняются только частицы, «столкнувшиеся» с ядром).

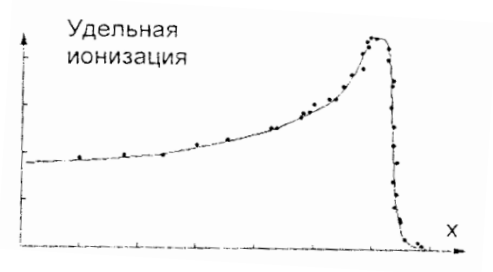


Рис. 4

Для α-частицы, испускаемой естественными изотопами, связь среднего пробега R_α в воздухе и кинетической энергии E определяется

следующей эмпирической формулой, справедливой для R_α в диапазоне от 3 см до 7 см (R_α - в сантиметрах, E - в МэВах):

$$E = 2{,}15 \cdot R_\alpha^{2/3}, \qquad (9)$$

Вид кривой прохождения α-частицы через вещество (то есть зависимости числа прошедших через вещество частиц от толщины слоя вещества) показан на рис. 5. *Средний пробег* R_α определяется как толщина вещества, поглощающего половину частиц, а *экстраполированный пробег* $R_Э$ получается экстраполяцией по касательной из точки кривой, соответствующей среднему пробегу R_α.

Вследствие флуктуаций числа ионизационных столкновений и флуктуаций потерь энергии в отдельных столкновениях, пробеги монохроматических частиц имеют статистический разброс около среднего, описываемый функцией Гаусса. Этот разброс характеризуется шириной δ дифференциальной кривой прохождения частиц через вещество на половине максимальной высоты. Средний пробег R_α соответствует максимуму дифференциальной кривой.

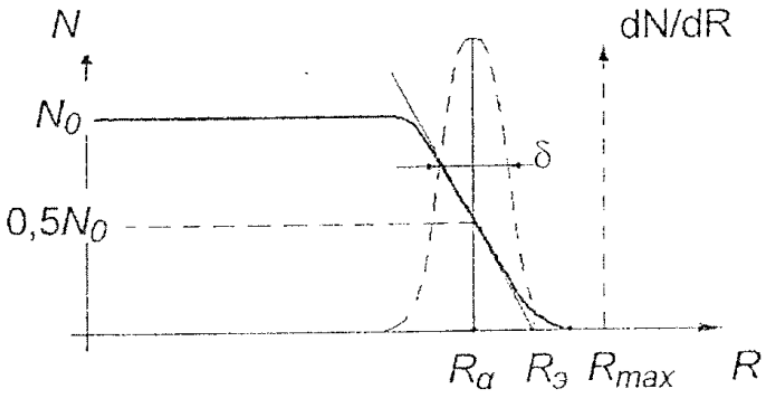


Рис. 5

Экспериментальная часть:

В настоящей работе в качестве среды, в которой поглощаются α-частицы, используется воздух. Источником частиц служит препарат изотопа плутония Pu^{239}, нанесенный тонким слоем на металлическую подложку (в круглом углублении). Детектор α-частиц - прибор сцинтилляци-

онного типа БДЗА2-01. К нему присоединен измеритель скорости счета УИМ2-2.

Изменяя расстояние между источником и детектором, мы тем самым изменяем толщину слоя воздуха, поглощающего α-частицы, и, таким образом, можем снять кривую поглощения α-частиц в воздухе.

Внимание! При работе с детектором и источником соблюдать осторожность! Активные поверхности источника и детектора беречь от механических повреждений! Брать источник разрешается только за бортики подложки. Прикасаться к активной поверхности и подносить источник к глазам категорически запрещается!

Подготовка к работе.

1.Вывернуть до отказа микрометрический винт, регулирующий расстояний между радиоактивным источником и детектором, установив максимальное расстояние между детектором и держателем источника. Получить у лаборанта источник α-частиц.

2. Установить источник в держатель активным слоем к детектору и, плавно вращая микрометрический винт, установить источник на минимальное расстояние от детектора, однако не задевая его.

3. Все клавиши на передней панели измерителя скорости счета, кроме клавиши «Измерение I», должны быть отжаты.

Прибор УИМ2-2 включается нажатием клавиши «сеть», измерения начинать не ранее, чем через 5 минут после включения прибора. Прибор имеет две измерительных шкалы, которые автоматически переключаются в зависимости уровня сигнала. При этом справа от стрелочного прибора загорается множитель, на который нужно умножать его показания.

Порядок выполнения измерений.

1. Снять зависимость скорости счета (число импульсов в секунду) детектора от расстояния между α-источником и окном детектора. Шаг измере-

ния расстояния источника от детектора – 0,5 мм (оборот микрометрического винта). Продолжительность каждого измерения – не менее 15 секунд, это связано с инерционностью прибора (относительно большим временем установления показаний).

2. Повторить измерения п. 1для тех же значений R, передвигая источник в обратном направлении.

Результаты измерений занести в таблицу, которая имеет следующие столбцы:

1) Расстояние между источником и детектором R, см

2) Скорость счета N_i (имп/с), соответствующая данному расстоянию R (каждому R соответствует два значения N_i).

Таблица. Зависимость скорости счета от расстояния между источником и детектором.

R, мм	N_1	N_2	$N_{ср.}$
0			
0,5			
1			
1,5			
2			
2,5			
3			
…….			

3. После окончания измерений выключить «сеть» прибора УИМ 2-2

Обработка результатов измерений:

1. Построить по данным измерений график кривой поглощения α-частиц в воздухе (зависимость $N_{ср}$ от R).

2. По графику определить средний R_α и экстраполированный $R_Э$ пробеги α-частиц и их доверительные интервалы. При определении доверительных интервалов исходить из того, что погрешность определения N_{CP} равна половине цены деления соответствующей шкалы.

3. Вычислить энергию α-частиц по формуле (9). При этом необходимо учесть, что истинное значение R больше измеренного в данной работе на постоянную величину R_0 (систематическая ошибка измерений). Это происходит вследствие потерь энергии при прохождении α-частиц через фольгу, закрывающую окно счетчика, а также через защитный слой, покрывающий активную поверхность источника, и тонкий слой воздуха, остающийся все же между источником и детектором даже при минимальном расстоянии между ними.

Для данной установки поправка равна R_0=2,8 см. Таким образом, в формулу (9) должно быть представлено значение:

$$R_\alpha = R_0 + R_\alpha^{эксп}$$

Экстраполированный пробег также должен быть исправлен на величину R_0.

Контрольные вопросы.

1. Что представляют собой α-частицы, их основные характеристики: заряд, масса, энергия связи?

2. Сформулировать необходимые энергетические условия α-распада, показать его связь с законом сохранения энергии.

3. Сформулировать закон Гейгера-Неттола.

4. Дать определение периода полураспада и постоянной распада. Используя основной закон радиоактивного распада, вывести соотношение, связывающее эти величины.

5. Почему α-распад невозможен с точки зрения классической механики? Как объясняет это явление квантовая механика?

6. Чем обусловлены потери энергии при прохождении α-частицы через вещество? Какова форма траектории α-частиц в веществе?

7. По блок-схеме рассказать о работе установки и о назначении каждого ее элемента.

Лабораторная работа №4

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАКСИМАЛЬНОЙ ЭНЕРГИИ БЕТА-ЧАСТИЦ.

Цель работы: исследование поглощения β-частиц в алюминии, определение верхней границы β-спектра стронций-иттриевого источника Sr^{90}/Y^{90}.

Оборудование: источник β-частиц, β-микрометр, пластинки из алюминиевой фольги.

Краткие рекомендации.

Бета-распадом называется процесс самопроизвольного превращения нестабильного ядра в *ядро-изобар* (то есть, ядро с тем же массовым числом A) с зарядом, отличным на $\Delta Z=\pm 1$. Имея ввиду, что при этом ядро как бы переходит из одного состояния (энергетического, зарядового и т.д.) в другое, говорят еще о β-переходе.

Известны три вида β-распада: электронный (β^--распад), позитронный (β^+-распад) и e-захват, то есть захват электрона ядром с одной из ближайших к ядру оболочек (так как самой близкой к ядру является K-оболочка, то e-захват часто называют K-захватом). Соответствующие этим трем типам β-распада энергетические условия, выраженные через массы нейтральных атомов, имеют вид (m – масса электрона):

$$M(Z,A) > M(Z+1,A) \quad (1)$$

$$M(Z,A) > M(Z-1,A) + 2m \quad (2)$$

$$M(Z,A) > M(Z-1,A) \quad (3)$$

Из этих условий видно, что e-захват – энергетически более выгодный процесс, чем позитронный распад, так как при выполнении условия позитронного распада (2) автоматически выполняется условие e-захвата (3). Если же:

$$M(Z\text{-}1, A)+2m > M(Z, A) > M(Z\text{-}1, A), \qquad (4)$$

то e-захват разрешен, а β^+-распад запрещен. Электронный захват более вероятен для тяжелых ядер, у которых K-оболочка расположена ближе к ядру. Сравнение энергетических условий для электронного распада и e-захвата объясняет тот факт, что почти не существует соседних по заряду стабильных изобар, так как для них всегда будет выполняться одно из этих условий.

Часто оказывается, что электрические условия делают возможным β-переход не только в основное, но и в возбужденное состояние ядра-продукта. Ядро-продукт при этом переходит в основное состояние (или более низкое возбужденное) обычно путем испускания γ-кванта (рис. 1).

Измерения энергий электронов и позитронов β-распада показали, что в процессе распада испускаются электроны (позитроны) всех энергий от нуля до некоторого максимального значения E_{max}, которое называется верхней границей энергетического спектра β-распада (или верхней границей β-спектра). Непрерывность этого спектра (то есть, распределения электронов и позитронов β-распада по энергиям) объясняется тем, что нестабильное ядро распадается на три частицы: ядро-продукт, электрон (позитрон) и антинейтрино (нейтрино). Система уравнений, выражающих законы сохранения энергии и импульса, в случае образования трех частиц не имеет однозначного решения. Энергии и импульсы продуктов распада принимают непрерывный ряд значений из некоторого интервала, причем доля кинетической энергии, уносимой ядром, очень мала по сравнению с энергией, уносимой *лептонами* (электроном и антинейтрино или позитроном и нейтрино). Верхняя граница β-спектра соответствует тому случаю, когда почти вся энергия перехода уносится

электроном (или позитроном). В отличии от β^- и β^+-распада, при e-захвате энергия распределяется между двумя частицами: ядром и нейтрино, причем нейтрино уносит практически всю энергию.

На рис. 1 приведены схемы некоторых β-распадов.

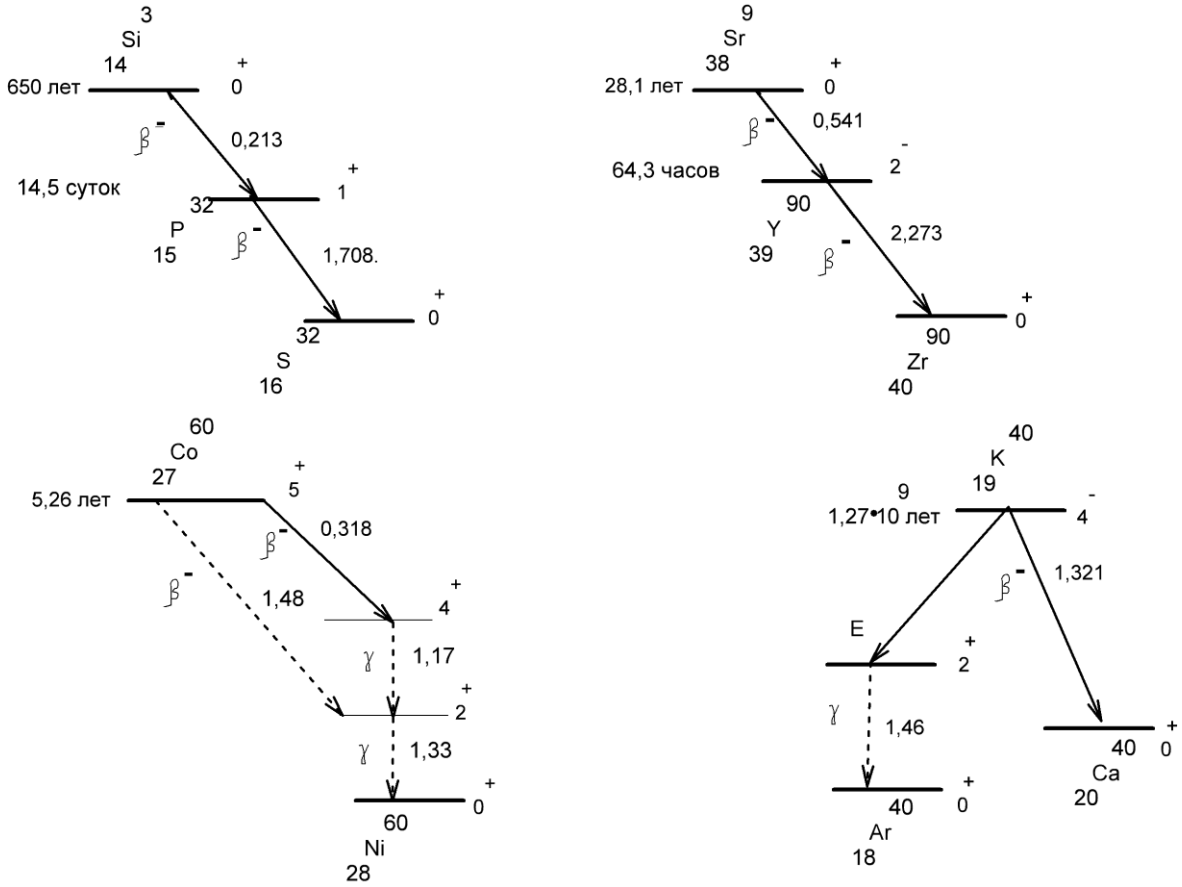


Рис. 1. Схемы распада некоторых β-активных ядер.
Слева от горизонтальных линий, обозначающих состояние ядер, обозначены периоды полураспада, справа - значения спина и четности волновой функции. Слева от вертикальных и косых линий, символизирующих переходы, показан тип перехода, справа-энергия в МэВ.

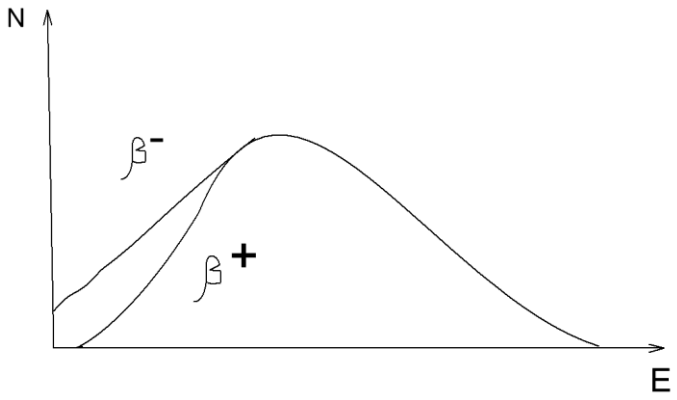


Рис. 2. Энергетический спектр β-распада.

Форма β-спектра, зависит от того, является переход разрешенным или запрещенным. Кроме того, на форму спектра влияет кулоновское взаимодействие электрона (позитрона) распада с полем заряда ядра-продукта, вследствие чего спектры электронов и позитронов β-распада при малых энергиях имеют отличия. (см. рис. 2).

Время жизни β-активных ядер сильно зависит от момента импульса, уносимого испускаемыми частицами. Как показывает эксперимент, при β-распаде спин ядра изменяется на целое число $\hbar$, т.е. $\Delta l=0,1,2,\ldots$. Кроме того, из закона сохранения момента импульса следует:

$$l=L+S_e+S_\nu \qquad (5)$$

Где L-орбитальный момент, уносимый обеими частицами: S_e, S_ν – спины лептонов. Разрешенными (т.е. наиболее вероятными) являются такие β-переходы, при которых уносимый орбитальный момент равен нулю. При этом Δl может быть равно только 0 или 1 (спины лептонов, равные ½ антипараллельны или параллельны). С увеличением L на единицу вероятность перехода уменьшается приблизительно в 100 раз. Чем больше L, тем менее вероятен β-переход, и, следовательно, больше период полураспада (и время жизни) ядер. Например, при β^--распаде изотопа калия:

$$K^{40}\rightarrow Ca^{40}+e^{-}+\tilde{\nu}_e \qquad \text{(рис. 1)}$$

изменение момента Δl=4, переход сильно запрещен, поэтому период полураспада велик ($1{,}27\cdot10^9$ лет).

Кроме того, время жизни β-активного изотопа сильно зависит от энергии перехода. Чем больше энергия перехода, тем более вероятен переход, а следовательно, время жизни изотопа меньше. Характерной чертой всех видов β-распада является испускание нейтрино или антинейтрино - частиц, которые участвуют только в *слабых взаимодействиях*. Нейтрино и антинейтрино имеют почти нулевую массу покоя и отличаются разными знаками поляризации: у нейтрино спин антипараллелен направлению движения, у антинейтрино - параллелен направлению движения. Заряд и магнитный момент этих частиц равен нулю, поэтому нейтрино не взаимодействует электромагнитно с атомами среды, и эффективное сечение взаимодействия их с веществом очень мало (порядка 10^{-43} см^2). При прохождении через вещество электроны (позитроны) теряют свою энергию вследствие электромагнитного взаимодействия с электронами и ядрами.

Механизм передачи β-частицами энергии среде зависит от величины этой энергии. Для β-частиц с относительно малой энергией потери обусловлены, как и для тяжелых заряженных частиц, ионизацией и возбуждением электронов тормозящего вещества - *ионизационные потери*. При больших энергиях наиболее существенным становится другой механизм взаимодействия: испускание электромагнитного тормозного излучения в электрических полях ядер тормозящего вещества – *радиационные потери*. Этот механизм потерь описывается классической электродинамикой: заряд, испытывающий ускорение a, теряет за счет излучения энергию:

$$E = \frac{2 \cdot e^2}{3 \cdot c^3} a^2$$

Ускорение заряженной частицы в кулоновском поле атомного ядра пропорционально произведению заряда ядра на заряд частицы, и обратно пропорционально массе частицы. Например, энергия, излучаемая протоном, меньше энергии, излучаемой электроном в том же тормозящем поле в $3{,}57 \cdot 10^6$ раз (квадрат отношения масс протона и электрона). По

этой причине радиационные потери, играющие важную роль в торможении электронов, практически не возникают при прохождении через вещество тяжелых заряженных частиц (протонов и α-частиц).

Энергия β-частицы, при которой удельные (на единице длины пути) радиационные потери становятся равными удельным ионизационным потерям, называется *критической*. Из таблицы 1 видно, что критические энергии для легких поглотителей составляет десятки МэВ, т.е. намного превышают энергии β-частиц, возникающих при бета-распадах, имеющие порядок 1 МэВ (см. рис. 1). Таким образам, при поглощении в легких поглотителях, например, алюминии, β–частицы теряют энергию практически только за счет ионизации среды, а радиационные потери преобладают при энергиях электронов или позитронов из ускорителей.

Таблица 1. Критические энергии для некоторых веществ.

Вещество	Z	A	E, МэВ
Свинец	82	207	6,9
Алюминий	13	27	47
Воздух			83
Азот	7	14	87
Вода			93
Гелий	2	4	220

Удельные ионизационные потери прямо пропорциональны концентрации электронов в среде, другие параметры среды слабо влияют на их величину. Концентрация электронов:

$$n = \frac{\rho N_A Z}{A}$$

где ρ – плотность, Z – зарядовое число, A – атомная масса, поэтому ионизационные потери пропорциональны плотности среды. В связи с этим удельные потери часто определяют как отнесенные не к единице длины пробега l, а к величине $\rho \cdot l$. Такие удельные ионизационные поте-

ри оказываются примерно одинаковыми для разных сред (так как при не очень больших Z отношение $\frac{Z}{A}$ примерно постоянно).

Длиной пробега (пробегом) заряженной частицы в среде называют расстояние, которое проходит частица, пока ее кинетическая энергия частицы растрачивается на взаимодействие со средой. Пробег частицы зависит от ее кинетической энергии, поэтому измерения пробегов частиц позволяют найти их кинетические энергии. Истинная длина пути частицы в веществе совпадает с толщиной поглощающего слоя только для тяжелых частиц, которые не испытывают заметного рассеяния в кулоновских полях ядер и летят по почти прямолинейным траекториям. Траектория β-частицы в веществе не является прямолинейной, т.к., помимо взаимодействий с атомами, вызывающих потери энергии, она испытывает большое количество актов рассеяния, существенно изменяющих направление ее движения. Тем не менее, число частиц, прошедших пластину заданной толщины, является постепенно уменьшающейся функцией толщины этой пластины. Минимальная толщина пластины, поглощающей практически все падающие на нее β-частицы, определяет так называемый *практический* (или *эффективный*) *пробег*. Этот пробег зависит уже от максимальной кинетической энергии частиц. Таким образом, измеряя эффективный пробег β-частиц в веществе можно определить верхнюю границу данного β-спектра.

Используемый в данной работе метод поглощения позволяет определить энергию β-спектра с точностью около 5%. Для этого снимают кривую поглощения β-излучения в веществе, т.е. находят, пользуясь набором тонких пластин из фольги, зависимость интенсивности потока N, прошедшего через поглотитель, от толщины этого поглотителя. По снятой кривой поглощения можно определить эффективный пробег β-частиц R, экстраполируя кривую поглощения к уровню фона, то есть продолжая ее до пересечения с линией фона. Толщина слоя поглотителя, соответствующая точке пересечения, и будет равна *эффективному*

пробегу. Однако такое определение практического пробега связано со следующими трудностями. Во-первых, обеспечение достаточной статистической точности в определении интенсивности β-излучения вблизи фона требует значительного времени. Во-вторых, экстраполяция кривой поглощения к уровню фона затруднена отсутствием прямолинейного участка кривой вблизи фона. Поэтому более точно величину практического пробега можно определить по графику зависимости логарифма интенсивности от толщины поглотителя (рис. 3). Этот график почти прямолинеен, так как кривая поглощения β-излучения в веществе близка к экспоненциальной зависимости.

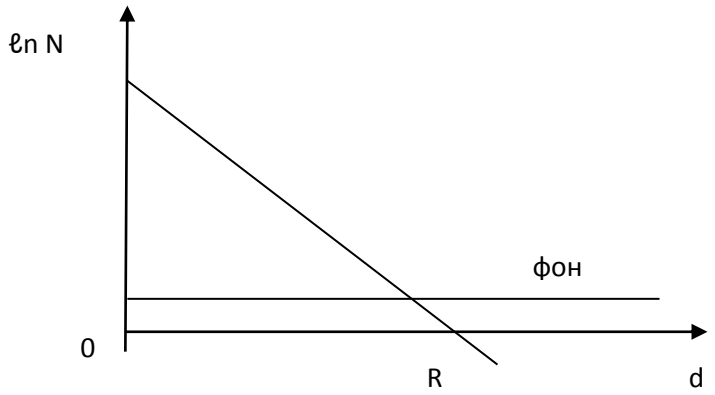


Рис. 3

Для определения верхней границы β-спектра по найденному эффективному пробегу пользуются их эмпирической формулой, которая верна в диапазоне энергией 0,8 – 3 МэВ:

$$E = 1{,}845(\rho R + 0{,}133) \qquad (6)$$

В этой формуле энергия получается в мегаэлектронвольтах, если величина ρR выражена в г/см^2.

Экспериментальная часть.

В работе в качестве детектора β-излучения используется измерительный блок бета-микрометра. Наверху измерительного блока устанавливается стронций-иттриевый (Sr^{90}/Y^{90}) источник β-частиц. Между ис-

точником и детекторным блоком сигнализатора в углублении держателя устанавливаются поглощающие пластины из алюминиевой фольги. Значение плотности алюминия равно 2,7 г/см^3. Счетчик импульсов включается тумблером «сеть», запускается кнопкой «старт». При запуске показания индикаторов автоматически обнуляются.

Внимание! При работе с детектором и источником соблюдать осторожность! Активные поверхности источника и детектора оберегать от механических повреждений! Брать источник разрешается только за бортики подложки. Прикасаться к активной поверхности и подносить источник к глазам категорически запрещается!

Подготовка к работе.

Включить приборы в сеть и дать им прогреться 2 минуты. Получить источник β-частиц у лаборанта.

Порядок выполнения измерений.

Измерить интенсивность фона (скорость счета в отсутствие источника), закрыв при этом отверстие детектора крышкой от источника.

Вставить источник в держатель и снять кривые поглощения β-излучения в алюминии, последовательно изменяя толщину поглотителя (количество вставляемых пластин). Измерения для каждого из 18 значений толщины производить 2 раза по 100 секунд, сначала увеличивая, а потом уменьшая толщину поглотителя.

Полученные результаты представить в виде табл. 2 со следующими столбцами:

Таблица 2: зависимость скорости счета от толщины поглощающего слоя.

Толщина слоя d, мм	$N1$	$N2$	N ср	$\ln N$
фон				

0				
0,1				
0,2				
…..				
0,18				

1.Толщина слоя поглотителя.

2.Скорость счета N_i (имп/с), соответствующая данной толщине d при увеличении пластинок.

3.Скорость счета N_i (имп/с), соответствующая данной толщине d при уменьшении пластинок.

4.Среднее значение скорости счета.

5.Натуральный логарифм скорости счета.

По окончании снятия кривой поглощения повторить измерение фона (без пластинок с накрытой крышечкой от источника.) Далее в качестве уровня фона брать среднее от двух измеренных значений.

Обработка результатов измерений.

1. Пользуясь методом наименьших квадратов, построить график в логарифмическом масштабе по оси ординат (то есть для N)

2. Найдя точку пересечения уровня фона (в логарифмическом масштабе) и прямой поглощения, определить эффективный пробег β-частиц в материале поглотителя.

3. Пользуясь формулой (6), вычислить максимальную энергию β-частиц Sr^{90}.

4. Указать доверительный интервал для полученных значений.

Контрольные вопросы.

1. Что представляют собой β-частицы? Привести примеры β-активных изотопов для всех трех видов β-распада.

2. Вывести энергетические условия для каждого из трех видов β-распада.

3. Изобразить примерный вид электронного и позитронного спектров, наблюдаемых при β-распаде. Чем вызвано различие между этими спектрами?

4. Какие β-переходы называются разрешенными и запрещенными? Почему?

5. Каковы основные характеристики нейтрино (антинейтрино): масса, спин, заряд?

6. Чем обусловлены потери энергии β-частиц малых и больших энергий при прохождении через вещество (ионизационные и радиационные потери)? Что такое критическая энергия?

7. Чем отличается движение легких заряженных частиц (электронов) в веществе от тяжелых (α-частиц)? Почему? К каким результатам это приводит?

8. Что такое практический (эффективный) пробег электрона? Чем он отличается от истинной длины пути частицы в веществе?

Лабораторная работа №5

СЧЕТЧИК ГЕЙГЕРА-МЮЛЛЕРА.

Цель работы: Исследование счетной характеристики и определение мертвого времени счетчика Гейгера-Мюллера.

Оборудование: Источник β-излучения в защитном кожухе, счетчик Гейгера-Мюллера с электрической цепью подключения, пересчетный прибор, источник напряжения.

Краткие рекомендации.

Газонаполненные детекторы (ионизационные камеры, пропорциональные счетчики, счетчики Гейгера-Мюллера) благодаря хорошей чувствительности к излучениям разных видов, простоте и дешевизне и яв-

ляются широко распространенными приборами для регистрации ионизирующего излучения. Такие счетчики представляют собой наполненную газом оболочку, в объем которой введены два электрода.

Собственно, счетчики Гейгера-Мюллера бывают двух видов - цилиндрические и торцовые. Цилиндрический счетчик состоит из металлической или металлизированной изнутри стеклянной трубки и тонкой металлической нити, натянутой по оси цилиндра. Нить служит анодом, трубка – катодом. Торцовый счетчик имеет круглое входное окошко в торце цилиндрического корпуса, покрытое тонкой пленкой слюды или фольги. Через это окно частицы попадают внутрь счетчика.

Наполняют счетчики аргоном и неоном, иногда азотом и водородом. Рабочее напряжение счетчика зависит от давления газа, которое может меняться в широких пределах. Цилиндрические счетчики применяют в основном для регистрации γ- и β-излучений, а торцовые - для α- и β-излучений.

Схема включения счетчика показана на рис. 1. Частица, попадая внутрь счетчика, вызывает вдоль своей траектории ионизацию газа, благодаря которой в цепи возникает ток.

Импульс тока через детектор приводит к возникновению импульса напряжения на резисторе R_1, который усиливается и подается на пересчетную схему.

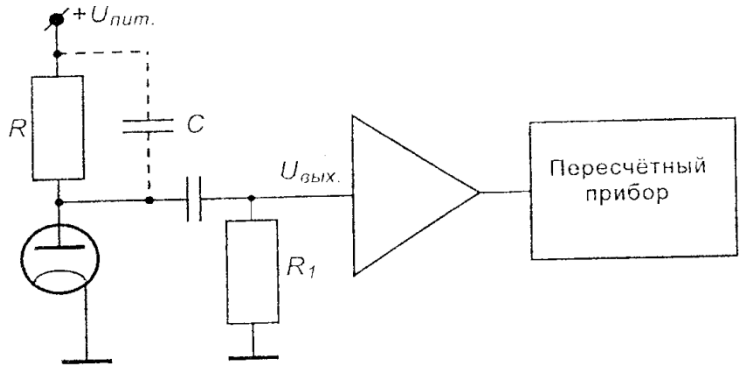


Рис. 1. Схема подключения счетчика Гейгера-Мюллера.

Пусть ядерная частица создала в рабочем объеме счетчика несколько пар ион-электрон. Под действием электрического поля, приложенного к счетчику, ионы и электроны начнут двигаться к противоположным электродам. Некоторая их часть успеет рекомбинировать, но основная масса достигнет электродов и вызовет во внешней электрической цепи ток. Вследствие многократных столкновений с молекулами газа средняя скорость направленного движения ионов невелика и пропорциональна отношению напряженности E электрического поля к давлению газа P. При E/P=1В/(см•мм.рт.ст) скорость ионов в благородных газах равна 1,…,$5 \cdot 10^3$ см/с. Подвижность электронов на три порядка выше, чем подвижность ионов. Такая разница в подвижности связана с различием в массе и длине свободного пробега. Электроны достигают анода гораздо раньше, чем ионы - катода, и успевают приобрести от электрического поля большую энергию, поэтому они играют главную роль в формировании выходного импульса напряжения.

На рис. 2 изображена зависимость амплитуды импульса напряжения на выходе детектора от напряжения на его электродах (*вольт - амперная характеристика*). Эта кривая может быть разделена на характерные области. На участке 1 происходит два конкурирующих процесса: собирание зарядов на электродах и рекомбинация электронов и ионов в газовом объеме. При увеличении напряжения на электродах скорость ионов увеличивается, что уменьшает вероятность рекомбинации.

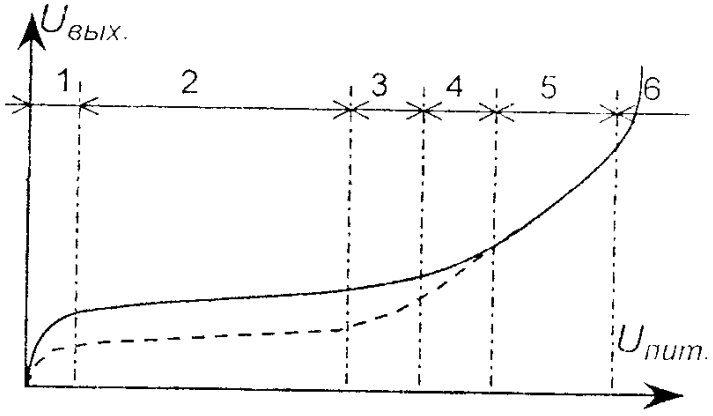


Рис. 2. Зависимость величины выходного импульса

От напряжения U в счетчике Гейгера-Мюллера.
Сплошная кривая соответствует α-частицам,
пунктирная - β-частицам.

На участке 2 практически все заряды, образованные в детекторе, собираются на электродах. Этот участок кривой называют областью насыщения. При таких напряжениях работают ионизационные камеры. При дальнейшем увеличении напряжения электроны, созданные в результате первичной ионизации, ускоряются полем настолько, что становятся способными при столкновении с нейтральными атомами газа ионизировать их, то есть создать в результате ударной ионизации некоторое число вторичных ионов и электронов. Происходит газовое усиление, причем амплитуда импульса растет сначала пропорционально первичной ионизации (область 3, где работают пропорциональные счетчики). Следующий участок 4 называют областью «ограниченной пропорциональности». На участке 5 газовое усиление возрастает настолько, что собираемый заряд не зависит от первичной ионизации (кривые от разных частиц сливаются). Это область Гейгера-Мюллера. Вблизи порога этой области условия, необходимые для ударной ионизации, возникают только около нити (так как в цилиндрических счетчиках, например U=1000 В напряженность электрического поля у катода порядка сотен В/см, а вблизи нити – 20,…,40 кВ/см), при более высоких напряжениях область ударной ионизации постепенно отодвигается во внешнюю область счетчика. Поле вблизи нити настолько велико, что вторичные электроны, в свою очередь, быстро набирают достаточную энергию для последующей ионизации нейтральных атомов газа. В результате возникает *электронная лавина*, которая обрывается лишь тогда, когда все связанные с ней электроны достигают нити счетчика. В области Гейгера-Мюллера коэффициент газового усиления достигает 10^{10}, а амплитуда выходного импульса напряжения - несколько вольт. Поэтому счетчики Гейгера-Мюллера обладают высокой чувствительностью к ионизирующему излу-

чению. Однако эти счетчики не способны различать виды излучений, так как импульс напряжения на аноде не зависит от первичной ионизации.

Первичная лавина может породить *вторичные лавины*, следующие за ней, если не принять специальных мер. Образование вторичных лавин связано с испусканием ультрафиолетовых фотонов, возникающих при соударениях атомов с ионами газа. Эти фотоны выбивают из стенок счетчика электроны, которые и возбуждают вторичные лавины. Вторичные лавины, кроме того, могут вызываться положительными ионами, которые, достигая катода, выбивают вторичные электроны. В нормально работающем счетчике разряд должен обрываться после первой лавины. Для гашения вторичных лавин применяют в основном два подхода. Один из них состоит в добавлении к основному газу многоатомных органических веществ (спирта, этилена и т.п.) или галогенов (хлора, брома). По сравнению с атомами основного наполнителя молекулы примесей имеют более низкие потенциалы ионизации. При столкновении с ними положительные ионы нейтрализуются, образовавшиеся же ионы примеси-гасителя не в состоянии выбить из катода вторичные электроны. Кроме того, примеси поглощают ультрафиолетовое излучение, но при этом не испускают фотоэлектроны, а диссоциируют на радикалы или атомы. Счетчики с такими добавками называют самогасящимися. Другой способ борьбы со вторичными лавинами – радиотехнический, связанный с резким уменьшением напряжения на счетчике после прохождения фронта сигнала от первичной лавины. Это уменьшение может быть активным, то есть осуществляемым специальными внешними быстродействующими спусковыми устройствами, так и пассивным – когда $RC >> t_{СОБ}$ ($t_{СОБ}$ – время собирания ионов на электродах, RC – см. рис. 1). Однако такой способ приводит к ухудшению разрешающей способности, и в настоящее время применяется редко, т.к. разработаны хорошие самогасящиеся счетчики.

Важными характеристиками счетчика являются разрешающая способность N_p и мертвое (или разрешающее) время τ, связанные соотношением:

$$N_P = \tau^{-1} \quad (1)$$

Мертвое время – это минимальный промежуток времени, которым должны быть разделены пролеты ядерных частиц через счетчик для того, чтобы они были зарегистрированы отдельно. Другими словами, это время, которое счетчик «тратит» на регистрацию одной частицы. Оно примерно равно длительности импульса от одной частицы. Разрешающая способность, таким образом, характеризует максимальный поток частиц, пронизывающих счетчик, который тот в состоянии правильно сосчитать. Типичные значения N_P для счетчиков Гейгера составляет 10^3,…, 10^5 $с^{-1}$.

Реальный счетчик откликается не на каждую частицу. Наблюдаемая скорость счета (число импульсов в единицу времени) m и истинная (то есть та, которая наблюдалась бы в том случае, если бы мертвое время было равно нулю, а разрешающая способность – бесконечности) скорость счета n связаны приближенным соотношением, которое тем точнее, чем меньше τ по сравнению с m^{-1}.

$$n = \frac{m}{1-m\tau} \quad (2)$$

Разрешающую способность счетчика можно определить экспериментально, используя два или несколько независимых источников. Метод основан на сравнении скоростей счета от отдельных источников со скоростью счета от тех же источников, действующих одновременно. Пусть n_j –истинная, а m_j – измеренная скорости счета от i –го источника, а n_S и m_S – скорости счета от всех источников. Тогда:

$$\sum n_i = n_S \ , \quad (3)$$

$$n_i = \frac{m_i}{1-m_i\tau}, \qquad n_s = \frac{m_s}{1-m_s\tau}. \tag{4}$$

Разлагая правые части равенства (4) в ряд по малым $m\tau$ (смотри условие при (2), получим при первом приближении

$$n_i = m_i + m_i^2\tau\ ; \qquad n_s = m_s + m_s^2\tau. \tag{5}$$

Суммируя по i первое равенство (5) и используя соотношение (3), получаем выражение для τ:

$$\tau = \frac{\sum_i m_i - m_S}{m_S^2 - \sum_i (m_i^2)} \tag{6}$$

Важна также *счетная характеристика* детектора, представляющая зависимость скорости счета от приложенного напряжения при постоянной интенсивности ионизирующего излучения (см. рис.3). Регистрация импульсов возможна при напряжении, которое превышает определенное значение, называемое *пороговым.* При превышении порога число импульсов быстро растет, а затем практически перестает расти. В этой области характеристики (на так называемом плато) число зарегистрированных импульсов практически не зависит от напряжения, так как каждая ионизирующая частица, попадающая в объем счетчика, образует лавину. В действительности плато имеет некоторый наклон, что связано с неполным гашением вторичных лавин, с образованием тяжелых отрицательных ионов (к такому эффекту приводит, например, добавка молекул кислорода и паров воды из воздуха), с неоднородностью электрического поля и т.д. При дальнейшем увеличении напряжения скорость счета резко возрастает, так как счетчик переходит в режим спонтанного разряда.

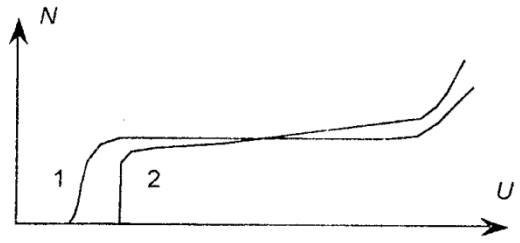


Рис. 3. Счетная характеристика счетчика Гейгера-Мюллера.
1 - наполненного аргоном с добавлением 10% паров спирта;
2 - от же счетчик с добавлением 2% воздуха.

Рабочее напряжение счетчика выбирают на середине плато, чтобы флуктуации питающего напряжения не влияли на работу счетчика. Пороговое напряжение, положение и длина плато являются индивидуальными характеристиками счетчика и для разных счетчиков могут меняться в широких пределах. Счетчик тем лучше, чем длиннее и горизонтальнее плато его счетной характеристики, а также чем больше его разрешающая способность. В хороших счетчиках длина плато достигает 250,…,300 В, а наклон не превышает 3…5% на 100 В. Наклон легко рассчитать из снятой характеристики по формуле:

$$\varphi = \frac{\Delta N}{N} \cdot \frac{100}{\Delta U} \cdot 100\% \qquad (7)$$

где ΔN - разность скоростей счета в начале и в конце плато, N- скорость счета в средней точке плато (при рабочем напряжении), ΔU-длина плато.

Эффективность счетчика определяется отношением числа электрических импульсов на выходе к числу прошедших через его объем частиц (естественно, когда поток частиц через счетчик не превышает его разрешающей способности). Эта величина зависит от типа частиц. Так для заряженных частиц (α и β) соответствующие счетчики работают с эффективностью близкой к 100%, поскольку даже единичный акт ионизации газа в объеме счетчика пролетающей частицей приведет к образованию лавины и, соответственно к импульсу на выходе. Но γ–квант, например, может пролететь сквозь счетчик и не вызвать ионизации. Поэтому эффективность регистрации γ-квантов счетчиками Гейгера довольно мала (порядка нескольких процентов). И даже эта величина связана в основном с вторичными эффектами, вызванными γ-квантами в

стенках счетчика: фотоэффектом, комптон–эффектом и рождением электронно-позитронных пар.

Экспериментальная часть.

Блок-схема установки изображена на рис. 4. В работе используются: счетчик Гейгера типа СТС 5, источник постоянного тока ТВ 2, пересчетный прибор, два радиоактивных стронций-иттриевых (Sr^{90}/Y^{90}) источника β-частиц. Выходной сигнал блока детектирования имеет отрицательную полярность и амплитуду около 12 В.

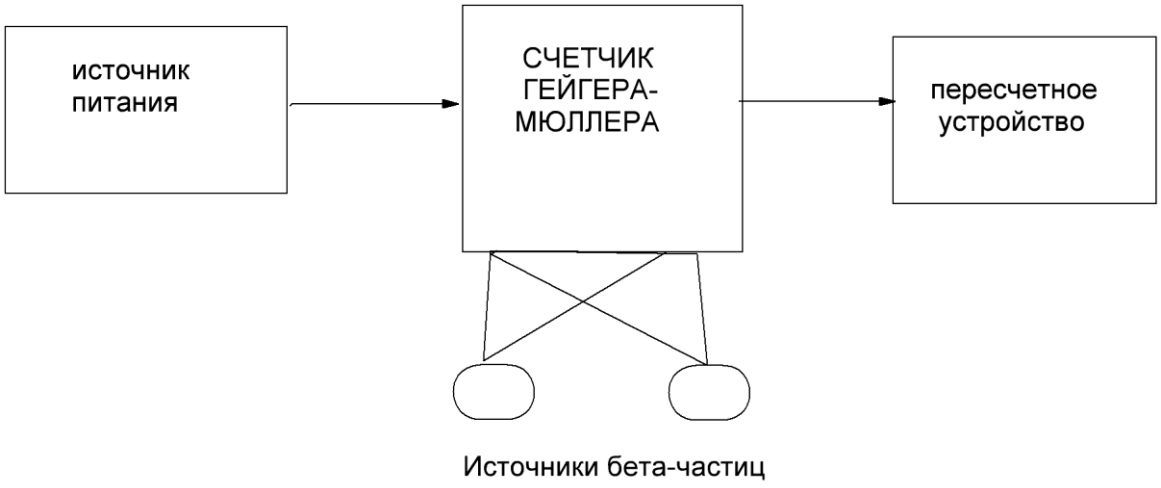


Рис. 4. Блок-схема экспериментальной установки.

ВНИМАНИЕ! В работе используется высоковольтный источник. Включать его и подавать высокое напряжение на счетчик без разрешения лаборанта или преподавателя запрещается!

Порядок выполнения измерений.

1 часть. Исследование счетной характеристики.

1. Получить у лаборанта контейнеры с радиоактивными источниками. Снять крышку с одного из контейнеров с источником и установить его в соответствующий держатель.

2. Плавно увеличивая напряжение на счетчике, найти пороговое значение, при котором, обнаруживаются импульсы.

3. Снять зависимость скорости счета от напряжения, которое изменять по ступеням на 20 вольт. Продолжительность каждого измерения не менее100 с.

4. При возрастании скорости счета на 30% относительно счета в начале плато прекратить увеличение напряжения во избежание выхода счетчика из строя.

5. Построить график и выбрать рабочее напряжение (примерно на середине плато).

6. Найти протяженность плато (в вольтах) и его наклон (в процентах на 100 Вольт).

Таблица 1. Счетная характеристика прибора

U,B	n
1. 2. ….	

2 часть. Определение мертвого времени.

Установить на счетчике рабочее напряжение.

Все измерения проводим по 5 раз продолжительностью по 100 секунд.

1. Измерить фон счетчика (в отсутствии источника).

2. Измерить скорость счета от каждого источника в отдельности.

3. Измерить скорость счета от источников, установленных одновременно.

Таблица 2

п/н	фон	m_1	m_2	m_{12}
1. 2. 3. 4. 5.				
средние значения				

Результаты измерений занести в таб. 2.

По формуле (6) вычислить величину мертвого времени. Определить погрешность.

В отчете указать:

1. Номера источников.
2. Протяженность плато счетной характеристики.
3. Наклон плато.
4. Рабочее напряжение.
5. Мертвое время с доверительным интервалом.

Контрольные вопросы.

1. Перечислите виды газонаполненных детекторов, описать их устройство. На каких участках общей вольт-амперной характеристики они работают?
2. Каковы достоинства и недостатки различных газонаполненных детекторов?
3. Опишите устройство и принцип работы счетчика Гейгера-Мюллера. Механизм возникновения вторичных лавин.
4. Причины возникновения вторичных лавин. Меры борьбы сними.

5. Что такое разрешающая способность и мертвое время детектора? Каков характерный вид счетной характеристики счетчика Гейгера-Мюллера? Объясните физический смысл характерных участков этой характеристики.

6. Что такое эффективность счетчика? Каковы характерные значения эффективности различных типов счетчиков Гейгера-Мюллера для α, β и γ-излучения?

7. Нарисуйте типичную схему включения счетчика Гейгера-Мюллера. По блок-схеме расскажите о работе установки и о назначении каждого из ее элементов.

Список литературы:

1.Калашников, Сергей Григорьевич. Электричество : учеб. пособие для студ. физ. спец. вузов / С. Г. Калашников. 6-е изд., стер. Москва : Физматлит, 2008. 624 с. ; 21 см. ISBN 978-5-9221-0900-0 (в пер.) :

2. Шпольский, Эдуард Владимирович. Атомная физика. Т. 1: Введение в атомную физику. - СПб.: Лань, 2010. - 559 с.

3.Широков, Юрий Михайлович. Ядерная физика: Учеб. пособие для унтов / Ю. М.Широков, Н. П. Юдин. - Москва : Наука, 1980. - 671 с. : ил.; 22 см. - (Общий курс физики).

4. Сивухин, Дмитрий Васильевич (1914-1988). Общий курс физики [Текст]: учебное пособие для студентов физических специальностей высших учебных заведений: [в 5 т.] / Д. В. Сивухин. - Изд. 6-е, стер. - Москва : Физматлит, 2017-. - 22 см.; ISBN 978-5-9221-1513-1