

**Ульяновский государственный университет  
Инженерно-физический факультет высоких технологий  
Кафедра физического материаловедения**

**Е.Г. КАЛАШНИКОВ**

**Методические указания  
по выполнению лабораторных работ  
«Ядерная физика»  
для бакалавров**

**Ульяновск. 2019**

Методические указания по выполнению лабораторных работ «Ядерная физика» для бакалавров / составитель: Е.Г.Калашников.- Ульяновск: УлГУ, 2019. 75 с.

Методические указания предназначены для студентов инженерно-физического факультета высоких технологий Ульяновского государственного университета, обучающихся по направлениям бакалавриата: 22.03.01 «Материаловедение и технологии материалов», 28.03.02 «Наноинженерия», 03.03.03 «Радиофизика»

Рекомендовано к введению в образовательный процесс решением Ученого Совета ИФФВТ УлГУ (протокол № 11 от 18.06.2019г.)

© Калашников Е.Г., 2019.  
© Ульяновский государственный университет, 2019.

## **СОДЕРЖАНИЕ**

<i>Предисловие</i> .....	3
<i>Работа 1.</i> Ионизационный метод измерения ядерного излучения. Снятие рабочей характеристики счётчика Гейгера-Мюллера.....	4
<i>Работа 2.</i> Статистический анализ распределения числа частиц, зарегистрированных прибором.....	19
<i>Работа 3.</i> Измерение пробегов альфа-частиц в веществе.....	33
<i>Работа 4.</i> Определение верхней границы бета-спектра.....	42
<i>Работа 5.</i> Определение энергии гамма-квантов методом поглощения.....	50
<i>Работа 6.</i> Определение удельной активности бета-препарата. Определение периода полураспада долгоживущего изотопа.....	64
<i>Литература</i> .....	75

## **Работа 1. ИОНИЗАЦИОННЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ЯДЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ. СНЯТИЕ РАБОЧЕЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ СЧЕТЧИКА ГЕЙГЕРА-МЮЛЛЕРА**

**Цель работы:** Изучение процессов, происходящих в газе под действием ионизирующего излучения в присутствии постоянного электрического поля; принципов действия газонаполненных счетчиков частиц; снятие рабочей (счетной) характеристики счетчика Гейгера-Мюллера.

**Оборудование:** 1. Блок детектирования БЛДБ2-02; 2. Прибор счетный ПС02-5; 3. Источник высоковольтный БНВ-30-01; 4. Источник низковольтный 591-89; 5. Источник  $\beta$ -излучения.

### **1.1 ГАЗОНАПОЛНЕННЫЕ ДЕТЕКТОРЫ ЧАСТИЦ [1; 2]**

#### **1.1.1. Элементарные процессы в газах под действием излучения**

Ядерное излучение, взаимодействуя с веществом, ионизирует атомы (молекулы), поэтому его называют еще *ионизирующим*. Ядерное излучение может содержать заряженные и незаряженные частицы. Заряженное излучение ( $\alpha$ -,  $\beta$ -частицы, ускоренные ионы и др.) ионизирует атомы в прямых столкновениях с электронами атомов. Незаряженное излучение (нейтроны,  $\gamma$ -кванты и т.п.) образует ионы за счет вторичных эффектов. Так ионизация вещества  $\gamma$ -квантами осуществляется электронами, появляющимися в результате фотоэлектрического и комптоновского эффектов, и электрон-позитронными парами.

Вдоль траектории заряженной частицы в веществе происходит первичная ионизация атомов, при которой образуются ионные пары - положительные и отрицательные частицы (ионы). Отрицательные частицы - это обычно электроны, по крайней мере, в так называемых, *электроотрицательных* газах (аргон, гелий и др.). В *электроотрицательных* газах (хлор, бром, пары воды и др.) свободные электроны могут захватываться атомами и будут образовывать отрицательные ионы.

Чтобы обнаружить ионизирующее излучение в веществе, измеряют заряд, возникающий под действием этого излучения. Таким образом, можно зарегистрировать интенсивность, энергетический спектр и состав излучения.

Большинство измерительных приборов (детекторов) наполняют газами, в объеме которых и происходит образование ионов. Такие детекторы называют *газовыми*. Конструкция газовых детекторов очень проста. Они представляют собой наполненные газами баллоны с двумя

вмонтированными электродами (рис.1.1). Для собирания ионов из газа на электроды подается напряжение.

В отсутствие поля ионы участвуют только в тепловом движении, как и все молекулы газа. Но в поле напряженностью  $\vec{E}$  на однократно заряженный ион действует сила  $\vec{F} = q\vec{E}$ , где  $q$  равно  $+e$  или  $-e$ . С увеличением  $E$  скорость направленного движения иона  $v_q$  все больше будет превосходить скорость теплового движения иона. С некоторого значения  $E$  тепловое движение практически не влияет на перемещение ионов в газе. Все ионы начинают двигаться, главным образом, вдоль поля.

Между соударениями ион движется с ускорением  $\vec{a} = q\vec{E}/M$ , тогда в конце свободного пробега скорость  $\vec{v} = \vec{a}\tau$  ( $\tau$  – время между столкновениями), при этом средняя скорость дрейфа вдоль поля:

$$v_q = \frac{a\tau}{2} = \frac{q\tau}{2M} E = uE. \quad (1.1)$$

Здесь  $u$  - подвижность ионов. Это важнейшая характеристика движения ионов в газе. Она влияет на время собирания на электродах детектора ионов из газа. Если отрицательные ионы – электроны, то  $u = e\tau / 2m_e$  и они удаляются из газа за время примерно в  $10^2$  раз меньшее, чем тяжелые ионы. В чистых электроположительных газах отрицательные частицы – это как раз электроны. Молекулы отрицательных газов присоединяют к себе электроны и превращаются в тяжелые отрицательные ионы. И для таких ионов подвижность мала, а время собирания их на аноде велико. Поэтому газы перед заполнением детекторов тщательно очищают от примесей. Ионы сталкиваются не только с молекулами газа, но и между собой. При столкновениях отрицательных и положительных ионов происходит процесс рекомбинации, в котором ионы превращаются в нейтральные атомы и молекулы.

Распределение плотности ионов по объему детектора зависит от типа излучения и его интенсивности. Если облучать детектор мощными потоками  $\gamma$ -квантов, электронов или нейтронов, то скорость образования ионов по объему детектора будет примерно одинаковой. Такую ионизацию называют *объемной*. В этих случаях скорость рекомбинации  $dN/dt$ , равная числу нейтральных атомов, возникающих из ионов в единице объема в единицу времени, пропорциональна произведению концентраций положительных  $n^+$  и отрицательных  $n^-$  ионов:  $dN/dt = \alpha n^+ n^-$ , где  $\alpha$  – коэффициент рекомбинации (в аргоне  $\alpha = 1,2 \cdot 10^{-6} \text{ см}^3/\text{с}$ ).

При облучении газа тяжелыми заряженными частицами ионы в газе возникают вдоль траектории частицы, образуя область в виде колонки. Такую ионизацию называют *колонковой*. Рекомбинация ионов в колонке зависит от взаимного направления траектории частицы и электрического поля. Вероятность столкновения разноименных ионов значительно больше при совпадении направлений колонки и электрического поля. Поэтому наибольшая убыль ионов из колонки за счет рекомбинации происходит тогда, когда направления поля и колонки совпадают.

Для получения максимального ионизационного тока детекторы располагают так, чтобы колонки ионов (направление движения частиц) были перпендикулярны направлению поля.

### 1.1.2. Виды газонаполненных детекторов

Газонаполненные детекторы (счетчики), благодаря хорошей чувствительности к излучениям разных видов, относительной простоте и дешевизне являются широко распространенными приборами регистрации.

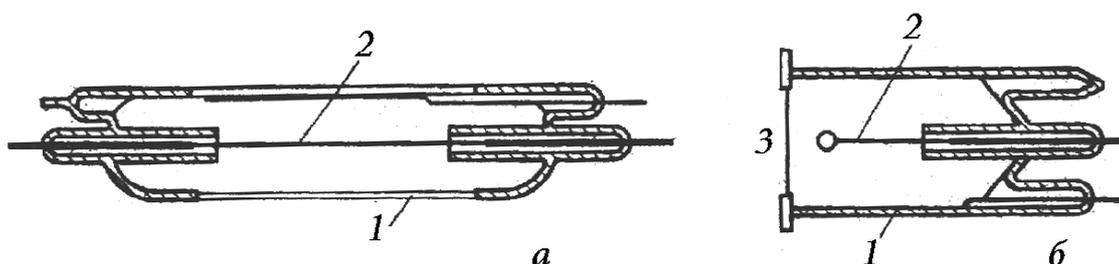


Рис.1.1. Различные типы счётчиков Гейгера-Мюллера: а - цилиндрический; б - торцовый.

Геометрическая форма детектора выбирается из условий его работы. Цилиндрический счетчик (рис.1.1а) состоит из металлической или металлизированной изнутри стеклянной трубки 1 и тонкой металлической нити 2, натянутой по оси цилиндра. Нить служит анодом, трубка – катодом. Торцовый счетчик (рис.1.1б) имеет входное окошко 3 в торце корпуса. Обычно счетчики используют для регистрации частиц с коротким пробегом, поэтому окно счетчика изготавливают из тонкой пленки.

В качестве наполняющих газов в большинстве случаев используют благородные газы – аргон и неон, иногда азот и водород с различными примесями.

Детектор включается в электрическую цепь, схема которой показана на рис.1.2. Здесь  $C_1$  – общая емкость счетчика и входа усилителя;  $R_1$  – сопротивление нагрузки. На счетчик подают высокое напряжение  $V$ , создающее в газовом объеме счетчика электрическое поле  $E$ .

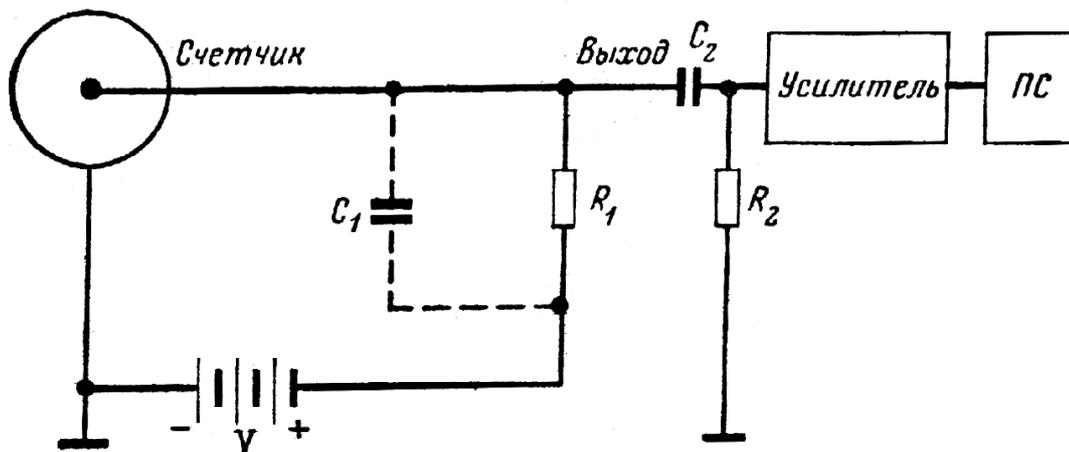


Рис.1.2. Схема включения счетчика Гейгера-Мюллера.

Рабочее напряжение, подаваемое на электроды счетчика, зависит от давления газа, которое для различных режимов работы детектора может меняться в широких пределах.

Регистрация протекает следующим образом. Частица ядерного излучения, попадая внутрь счетчика, вызывает ионизацию газа, благодаря которой в цепи возникает ток. Импульс напряжения на сопротивлении  $R_1$  усиливается и подается на анализирующую и пересчетную схему ПС. Возникающий ток обусловлен в основном электронами, так как их подвижность на два порядка выше, чем подвижность тяжелых ионов.

На рис. 1.3 показана зависимость амплитуды импульса напряжения на выходе газонаполненного детектора от напряжения на его электродах (предполагается, что постоянная времени  $\tau = R_1 C_1$  много больше времени собирания заряда в детекторе). Кривые 1 и 2 относятся к случаям различной начальной ионизации, большей для кривой 2 (часто такого рода кривые называют *вольтамперной* характеристикой). Каждую кривую можно разделить на характерные области.

На участке I происходят два конкурирующих процесса: собирание зарядов на электродах и рекомбинация ионов в газовом объеме. При увеличении поля скорость ионов увеличивается, что уменьшает вероятность рекомбинации.

На участке II практически все заряды, образованные в детекторе, собираются на электродах. Этот участок кривой называют *областью насыщения*. Именно в этой области работают *ионизационные камеры*.

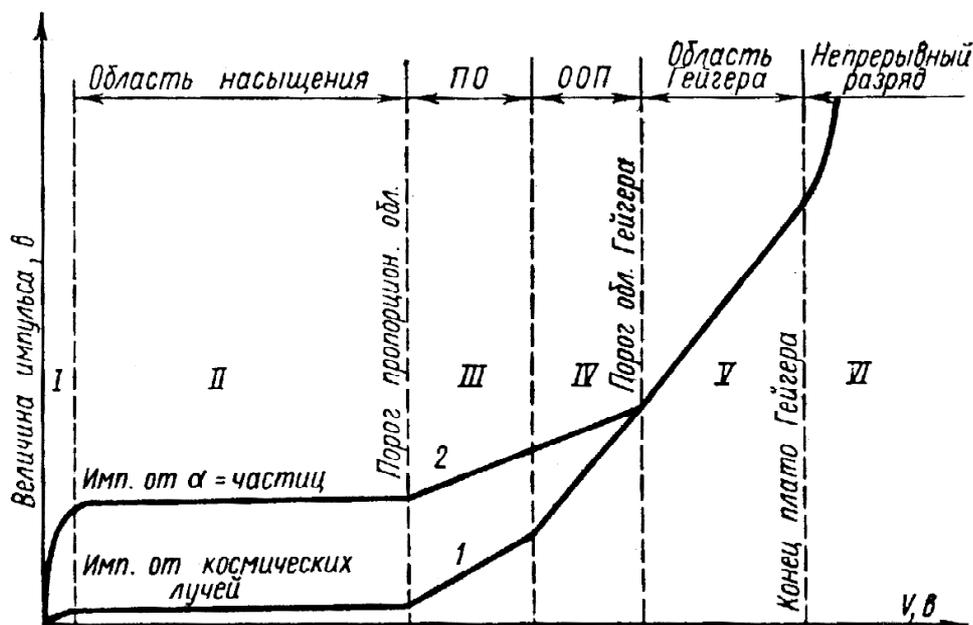


Рис. 1.3. Вольтамперная характеристика счетчика в различных областях напряжений.

При дальнейшем увеличении напряжения электроны, созданные в результате первичной ионизации, ускоряются полем настолько, что становятся способными при столкновении с нейтральными атомами газа ионизировать их, т.е. создавать некоторое число вторичных ионов. Происходит газовое усиление. При этом амплитуда импульса сначала растет пропорционально первичной ионизации. В этой области III работают так называемые *пропорциональные счетчики (ПО)*.

Область работы пропорциональных счетчиков затем сменяется участком *IV ограниченной пропорциональности (ООП)*.

Наконец, на участке V газовое усиление возрастает настолько, что собираемый заряд не зависит от первичной ионизации. Это так называемая *область Гейгера-Мюллера*. Однако разряд, как и в предыдущих областях, остается *вынужденным*, т.е. начинается после прохождения ионизирующей частицы.

Дальнейшее увеличение напряжения приводит к непрерывному разряду (область VI), поэтому эта область для регистрации частиц не используется.

Ионизационные камеры, пропорциональные счетчики и счетчики Гейгера-Мюллера представляют наиболее характерные типы газонапол-

ненных детекторов. Каждый из этих приборов имеет свои специфические особенности.

**Ионизационные камеры** позволяют производить весьма разнообразные измерения. В силу того, что ток в камере однозначно связан с первичной ионизацией в газовом объеме, ионизационные камеры используют для обнаружения и измерения радиоактивности, при исследовании интенсивности космических лучей, пучков в ускорителях и при идентификации частиц (плотность ионизации зависит от сорта частиц). Средняя энергия, необходимая для образования ионной пары, мало зависит от природы и энергии частиц (для благородных газов примерно 30 – 40 эВ). Поэтому с помощью ионизационных камер можно измерять энергии частиц. Для увеличения плотности ионизации и тока камеры наполняются газом под действием большого давления вплоть до десятка атмосфер. Временное разрешение достигает  $10^{-6}$  с.

К сожалению, измеряемый ток обычно весьма мал. Это значительно усложняет работу с ионизационными камерами, так как требует особой стабильности электронной аппаратуры, необходимости предотвращения токов утечки и т.д.

**Пропорциональные счетчики** обладают более высокой чувствительностью, так как коэффициент газового усиления может достигать значений  $10^2 - 10^3$ . Давление газа зависит от характера исследований и меняется от сотен миллиметров ртутного столба до нескольких атмосфер; рабочее напряжение – от сотен до нескольких тысяч Вольт. Временное разрешение –  $10^{-7}$  с. Однако резкая зависимость коэффициента газового усиления от величины напряжения предъявляет особые требования к его стабильности.

**В области Гейгера-Мюллера** газовое усиление настолько велико, что в счетчике при пролете даже одной частицы вспыхивает самостоятельный разряд. Вблизи порога этой области условия, необходимые для ударной ионизации, возникают только около нити (например, в цилиндрических счетчиках при  $V = 1000$  В напряженность поля  $E$  у катода равна сотням В/см, а вблизи нити 20000 – 40000 В/см). С увеличением напряжения область ударной ионизации увеличивается, а ионизация вследствие вторичных процессов (электронных и фотонных) быстро нарастает. В результате возникает электронная лавина.

Таким образом, в счетчике происходит пробой, разряд переходит в самостоятельный и охватывает всю газовую область счетчика. Возникают большие импульсы напряжения на аноде, величина которых не за-

висит от первичной ионизации, достаточно образования хотя бы одной пары ионов, чтобы развился разряд, охватывающий весь объем счетчика. В области Гейгера-Мюллера коэффициент газового усиления достигает  $10^{10}$ , а величина импульса напряжения – нескольких Вольт или даже десятков Вольт.

**Счетчики Гейгера-Мюллера** обладают высокой чувствительностью к ионизирующему излучению. Однако они не способны дифференцировать различные виды излучений, различать их энергии, поэтому они используются как детекторы интенсивности излучения. Этому способствует следующая важная особенность работы прибора. При достижении порога области Гейгера начинается плато счетной характеристики, где число зарегистрированных импульсов практически не зависит от напряжения (каждая ионизирующая частица, попадающая в объем счетчика, образует лавину, см. рис.1.4). При дальнейшем увеличении напряжения счетчик переходит в режим спонтанного разряда. Рабочее напряжение счетчика выбирают на середине плато. Пороговое напряжение, положение и протяженность плато являются индивидуальными характеристиками счетчика и должны определяться экспериментально. Обычно рабочее напряжение составляет от нескольких сотен до тысяч вольт.

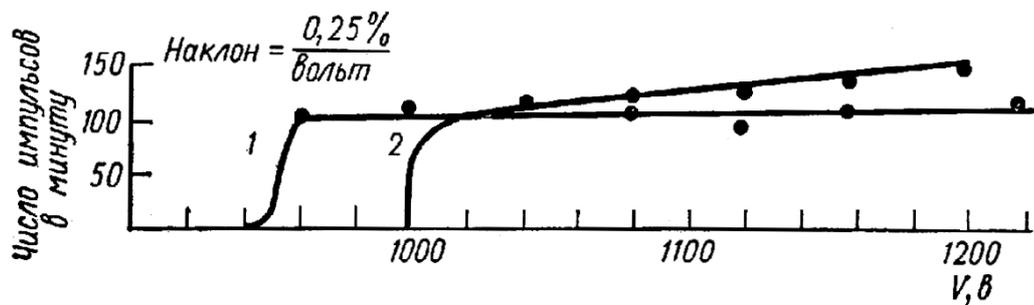


Рис.1.4. Счетная характеристика счетчика Гейгера-Мюллера:  
 1 - наполненного аргоном с добавлением 10% паров спирта;  
 2 - тот же счетчик с добавлением 2% воздуха.

Счетчики Гейгера-Мюллера отличаются относительной простотой и надежностью, высокой эффективностью. Чувствительность счетчика к падающему излучению зависит также от проникающей способности частиц. Естественно, что будут зарегистрированы только те частицы, которые попадут в рабочий объем счетчика (следовательно, толщина стенки или окошка счетчика не должна превышать пробега частицы в материале стенки счетчика).

Если частицы, проникающие в рабочий объем, образуют хотя бы пару ионов, они будут зарегистрированы практически со 100%-ной вероятностью. Правда, мертвое время счетчиков Гейгера-Мюллера отно-

сительно велико:  $10^{-4} - 10^{-3} c$  (см. п.1.3). Это связано с тем обстоятельством, что для восстановления чувствительности прибора после каждого акта регистрации необходимо очистить газовый объем от тяжелых ионов, подвижность которых невелика. Кроме того, эти счетчики мало чувствительны к  $\gamma$ -излучению. Регистрация  $\gamma$ -квантов происходит только в результате образования вторичных заряженных частиц, которые вследствие малой эффективности взаимодействия  $\gamma$ -излучения с веществом выбиваются лишь в стенках газонаполненного детектора, которые изготавливаются из материала с большим атомным номером (стенки  $\gamma$ -счетчика нецелесообразно изготавливать толще длины пробега вторичных электронов и позитронов в материале стенки). Обычно эффективность  $\gamma$ -счетчиков составляет всего 1 - 2%.

Для регистрации медленных нейтронов часто используются детекторы, наполненные трехфтористым бором. В этом случае ионизирующим агентом являются  $\alpha$ -частицы, образующиеся с большой вероятностью в реакции  ${}^{10}_5B(n, \alpha){}^7_3Li$ . Быстрые нейтроны регистрируются с помощью детекторов, наполненных водородом, или со стенками из водородосодержащего материала. В этом случае возникновение разряда связано с протонами отдачи.

### 1.1.3. Основные характеристики детекторов

В современных исследованиях с использованием ядерных излучений встречаются самые разнообразные задачи: простое обнаружение излучений, классификация сорта излучения, измерение параметров ядерных частиц, изучение множественных событий и т.д. Поэтому для регистрации и измерения характеристик ядерных излучений применяют разнообразные приборы: ионизационные камеры, пропорциональные счетчики, счетчики Гейгера-Мюллера, сцинтилляционные счетчики, полупроводниковые детекторы, диффузионные камеры, камеры Вильсона, пузырьковые и искровые камеры, черенковские счетчики, специальные фотоэмульсии и др. Используются также различные комбинации приборов.

Возможность использования детекторов для тех или иных измерений определяется его рабочими характеристиками. Важнейшими из них являются: эффективность, разрешающая способность, стабильность, ресурс работы.

*Эффективность* детектора определяется вероятностью регистрации ядерных частиц при попадании в чувствительный объем устройства. Эффективность различных видов детекторов зависит от режимов их работы и сорта излучения и колеблется в широких пределах от практиче-

ски 100% до весьма малых величин. Например, счетчики Гейгера-Мюллера имеют почти 100%-ную эффективность по отношению к заряженным частицам и очень низкую (до долей процента) – по отношению к  $\gamma$ -излучению.

*Разрешающая способность* описывает свойства прибора различать те или иные характеристики ядерных частиц. В первую очередь это относится к временным показателям. Регистрирующее устройство имеет, так называемое, мертвое время, в течение которого прибор после регистрации частицы теряет чувствительность или способность отличать вновь приходящие частицы. Связано это или с резким изменением рабочих параметров чувствительного объема детектора после выработки им сигнала-отклика на прохождение частицы (как это происходит в счетчиках Гейгера-Мюллера, см. далее), или просто с конечной длительностью импульса сигнала-отклика. Если частицы следуют одна за другой с большой частотой, то наложение импульсов сигналов-откликов не позволяет различать их. Мертвое время определяется скоростью процессов восстановления чувствительности рабочего объема детектора или временем возвращения рабочих параметров детектора в исходное состояние.

Очевидно, чем меньше мертвое время  $\tau$ , тем большее число ядерных частиц может различить детектор и тем выше его разрешающая способность. Разрешающую способность  $N_p$  определяют поэтому соотношением  $N_p = 1/\tau$ , как максимальное число событий, которое способен зафиксировать детектор в единицу времени. Безусловно,  $N_p$  должна пониматься как статистическая величина, поскольку процесс восстановления носит вероятностный характер. Кроме того, во многих приборах мертвое время является продлевающимся, так как процесс восстановления затягивается, если ядерные частицы попадают в чувствительный объем в течение периода восстановления. Это вызывает необходимость внесения соответствующих поправок в показания детектора.

Применение более сложной электронной аппаратуры позволяет получить более тонкое разрешение по времени обнаружения частиц (различные дифференцирующие схемы, схемы совпадения, фиксирующие частицы по скорости нарастания импульса сигнала в детекторе, и т.д.). Как правило, подобное временное разрешение существенно меньше мертвого времени.

Точность пространственного описания траекторий частиц ядерных излучений характеризует *пространственное разрешение* детектора. Пространственное разрешение определяется размерами областей чувствительного объема прибора, которые охватываются процессами выра-

ботки сигнала-отклика на прохождение частицы. Например, в камере Вильсона – это размеры капелек тумана, возникающих вдоль треков частиц.

Очень важной характеристикой детекторов является их способность дифференцировать частицы по заряду, массе и энергии, благодаря которой появляется возможность проведения различных спектрометрических исследований с ядерными излучениями.

*Стабильность* (надежность) и *ресурс* работы определяют эксплуатационные качества детектора. Наибольшую неприхотливость обнаруживают более простые приборы типа газонаполненного счетчика Гейгера-Мюллера.

Представления о некоторых сравнительных характеристиках различных детекторов можно получить по данным табл.1.1.

Таблица 1.1. *Характеристики различных детекторов [2 – 4]*

Детектор	Разрешающая способность, $\text{с}^{-1}$	Временное разрешение, $\text{с}$	Пространственное разрешение, $\text{см}$
Газонаполненные детекторы	$10^3 - 10^5$	$10^{-6} - 10^{-7}$	1
Сцинтилляционные счетчики	$10^8$	$10^{-9}$	1
ПП детекторы	$10^9$	$10^{-9}$	1
Фотоядерные эмульсии	-	-	$10^{-4}$
Трековые детекторы	$10^2 - 10^6$	$10^{-1} - 10^{-7}$	$10^{-1} - 10^{-2}$

#### 1.1.4. Способы восстановления чувствительности рабочего объема детектора

Схема включения счетчика Гейгера изображена на рис.1.2. Заряженная частица, пролетая через газ, обуславливает образование импульса напряжения на сопротивлении  $R_1$ . Из-за большого коэффициента газового усиления амплитуда импульсов составляет 1 – 50 В и они могут регистрироваться с помощью простейшего усилителя.

После удаления из газа электронов, около нити располагаются положительные ионы. Они образуют вокруг нити плотный "чехол" и сильно экранируют электрическое поле и в счетчике становится невозможным новый газовый разряд, пока положительные ионы не отойдут от нити на определенное расстояние.

Пусть в счетчик длительное время не поступает очередная частица. Положительные ионы за  $10^{-4}$  с достигают катода, нейтрализуются и испускают фотоны. В свою очередь, фотоны вырывают из катода фотоэлектроны, и в объеме начинается первый послеразряд, за ним второй и т.д., т.е. возникает незатухающий разряд.

Для нормальной работы счетчика необходимо оборвать разряд сразу же после основного разряда, чтобы появлению одной частицы соответствовал один импульс напряжения.

В *несамогасящихся* счетчиках разряд гасится выбором сопротивления  $R_1$ , при котором постоянная времени  $\tau = R_1 C_1$  превышает на два порядка время движения ионов от анода к катоду. Сопротивление  $R_1$  играет роль гасителя разряда. После начала разряда падение напряжения на сопротивлении  $R_1$  возрастает настолько, что напряжение на счетчике становится меньше порогового в течение  $10^{-2}$  с. Соответственно, разрешающее время таких счетчиков  $10^{-2}$  с.

В *самогасящихся* счетчиках разряд гасится внутри самого счетчика. Для этого к чистому газу (аргон, неон и др.) добавляют гасящую примесь органических многоатомных молекул (например, пары спирта). На образование первичной лавины примесь не влияет. Возбужденные атомы аргона, возникающие в первой лавине, испускают фотоны, как и в *несамогасящихся* счетчиках. Но примесный газ, имеющий большой коэффициент линейного ослабления, интенсивно поглощает фотоны и они не попадают на катод.

Положительные ионы аргона, сталкиваясь с молекулами примеси отнимают у них электроны и нейтрализуются. Ионы же органической примеси на катоде превращаются в возбужденные молекулы, а затем диссоциируют. Диссоциация органических молекул – необратимый процесс, поэтому счетчик постепенно приходит в негодность.

Вместо органических молекул можно в качестве гасителей разряда применять галогены (хлор, бром). Они эффективно поглощают фотоны, а процесс диссоциации молекул галогенов обратим. Но имеются и недостатки. Галогены – очень активные вещества и требуют особого внимания к выбору материалов. Например, для корпуса непригодно стекло и используют нержавеющую сталь. Разрешающее время самогасящихся счетчиков  $10^{-4}$  с.

### **1.1.5. Систематические ошибки, вызванные просчетами**

Ошибки, обусловленные просчетами счетчика, как и всякие другие систематические ошибки, не подчиняются каким-либо закономерностям и требуют дополнительного изучения. Просчеты счетчика хотя и

объясняются статистическим характером явлений, но приводят к систематической ошибке, зависящей от скорости счета и параметров регистрирующей системы (в том числе и «мертвого времени» детектора).

Счетчики, имеющие мертвое время  $\tau$ , регистрируют частицы раздельно, если среднее время между последовательными попаданиями частиц в детектор  $\Delta t$  больше мертвого времени счетчика, т.е.  $\Delta t > \tau$ . В противном случае вторая частица не регистрируется, поскольку система не реагирует на прохождение частицы.

Поправку на просчеты, обусловленные мертвым временем, можно сделать так. Пусть прибор показывает скорость счета  $n$  част/с. Если мертвое время прибора равно  $\tau$ , то за секунду прибор не способен регистрировать частицы в течение времени, равного  $n\tau$ . Таким образом, эффективное время работы за секунду равно

$$t_{\text{eff}} = 1 - n\tau. \quad (1.2)$$

Если за секунду в детектор попадает  $n_0$  частиц (истинная скорость счета), то прибор будет показывать скорость счета

$$n_0 t_{\text{eff}} = n(1 - n\tau). \quad (1.3)$$

По определению  $n_0 t_{\text{eff}} = n$ . Отсюда

$$n_0 = \frac{n}{1 - n\tau}. \quad (1.4)$$

Практически общее мертвое время счетных установок обуславливается элементом схемы, обладающим наибольшим  $\tau$ . Наличие конечного мертвого времени счетчика ограничивает возможность измерения интенсивных потоков ядерных излучений.

## 1.2. ИЗМЕРЕНИЯ

### 1.2.1. Экспериментальная установка

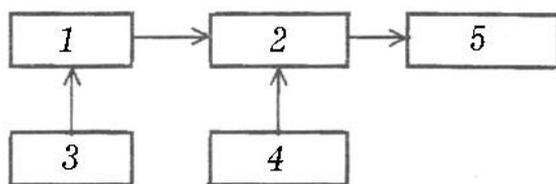


Рис. 1.5. Схема экспериментальной установки: 1 – блок детектирования электронов БЛБДБ 2-02, 2 – предусилитель; 3 – источник высокого напряжения БНВ-30-01,54 – источник низкого напряжения; 5 – регистрирующий (пересчетный) прибор ПСО2-5.

Блок-схема экспериментальной установки приведена на рис.1.5.

В работе используется блок детектирования электронов, содержащий само-

гасящиеся счетчики Гейгера-Мюллера. Напряжение на электроды счетчика подается от высоковольтного источника со стабилизацией напряжения, позволяющего плавно изменять напряжение на счетчике. Импульсы, образованные при пролете частиц через рабочий объем счетчика, формируются и усиливаются предусилителем, после чего регистрируются пересчетным прибором. Питание предусилителя (-12В) осуществляется от источника типа 591-89.

### 1.2.2. Измерение счетной характеристики счетчика

Прежде чем приступить к выполнению работы, следует ознакомиться с техническим описанием и порядком включения блока детектирования. Поскольку используется высокое напряжение, все приборы, связанные с источником высокого напряжения должны быть заземлены проводом сечением не менее 1 мм<sup>2</sup>. Меры безопасности при работе с радиоактивными источниками должны соответствовать требованиям "НРБ-76", разделы 3,4,7, утвержденным Минздравом.

#### Порядок выполнения упражнения 1:

1. Включите приборы в сеть.
2. Поместите вблизи счетчика источник электронов небольшой активности. Постепенно повышая высокое напряжение на счетчике, найдите напряжение  $U_{з.а.ж.}$ , начиная с которого счетчик начинает работать. Удаляя и приближая источник, убедитесь в том, что счетчик работает нормально.
3. Измерьте зависимость скорости счета  $\nu$  от напряжения на счетчике – *счетную характеристику*. При резком увеличении скорости счета измерения прекратите. При каждом напряжении регистрируйте число импульсов, обеспечивающее точность измерений 1%.
4. Постройте кривую зависимости скорости счета  $\nu$  (имп./мин) от напряжения. Определите плато и выберите рабочую точку. Определите наклон плато.
5. Снимите высокое напряжение с блока счетчиков. Выключите приборы.

### 1.2.3. Измерение разрешающей способности счетчика

Метод определения мертвого времени  $\tau$  (а следовательно и разрешающей способности  $N_p = \frac{1}{\tau}$ ) счетчика с помощью двух источников

основан на том, что в счетчике с конечным временем разрешения  $\tau$  скорость счета  $n_\tau$  при увеличении загрузки  $n_0$  возрастает нелинейно.

Если при облучении одним источником в счетчик за 1с попадает  $n_{01}$  частиц, а при облучении другим –  $n_{02}$ , то при одновременном облучении двумя этими источниками число частиц, попадающих в счетчик, будет  $n_{01} + n_{02} = n_{012}$ . Из-за конечного времени разрешения  $\tau$  для скоростей счета  $n_\tau$  имеет место неравенство  $n_{\tau 1} + n_{\tau 2} > n_{\tau 12}$ . При сравнительно малых просчетах ( $n_\tau \tau < 1$ ) можно приблизительно считать, что

$$\begin{aligned} n_{01} &= n_{\tau 1}(1 + n_{01}\tau), \\ n_{02} &= n_{\tau 2}(1 + n_{02}\tau), \\ n_{012} &= n_{\tau 12}(1 + n_{012}\tau) \end{aligned} \quad (1.5)$$

и тогда, складывая первые два уравнения и вычитая третье, получим

$$n_{\tau 1}(1 + n_{01}\tau) + n_{\tau 2}(1 + n_{02}\tau) = n_{\tau 12}(1 + n_{012}\tau)$$

или

$$\begin{aligned} n_{\tau 1} + n_{\tau 2} - n_{\tau 12} &\approx - (n_{\tau 1}^2 + n_{\tau 2}^2 - n_{\tau 12}^2)\tau = - [(n_{\tau 1} + n_{\tau 2})^2 - n_{\tau 12}^2 - 2n_{\tau 1}n_{\tau 2}]\tau = \\ &= - [(n_{\tau 1} + n_{\tau 2} - n_{\tau 12})(n_{\tau 1} + n_{\tau 2} + n_{\tau 12}) - 2n_{\tau 1}n_{\tau 2}]\tau. \end{aligned}$$

Так как, по условию, просчеты малы, разностью  $n_{\tau 1} + n_{\tau 2} - n_{\tau 12}$  по сравнению с величинами  $n_{\tau i}$  можно пренебречь (т.е. считать  $n_{\tau 1} + n_{\tau 2} - n_{\tau 12} = 0$ ), и тогда для  $\tau$  получим приближенное выражение

$$\tau = \frac{n_{\tau 1} + n_{\tau 2} - n_{\tau 12}}{2n_{\tau 1}n_{\tau 2}}. \quad (1.6)$$

При наличии фона, если скорость его счета  $n_{\tau \phi}$  не мала по сравнению с  $n_{\tau 1}$ ,  $n_{\tau 2}$ , и  $n_{\tau 12}$ , из числителя следует вычесть величину  $n_{\tau \phi}$ .

### Порядок выполнения упражнения 2:

1. Подайте на счетчик рабочее напряжение.
2. Удалив все источники ядерных излучений, измерьте скорость счета фона  $n_{\tau \phi}$ .
3. Установив один из источников на некотором расстоянии от счетчика, измерьте скорость счета  $n_{\tau 1}$  (рекомендуемая скорость счета  $\cong 300$ имп/с). Время измерения выбирайте так, чтобы статистическая

ошибка результатов  $\delta = 1/\sqrt{N}$  (см. работу 2) не превышала 0,5% (здесь  $N$  – общее число зарегистрированных частиц).

4. Не меняя положения первого источника, поднесите к счетчику второй источник так, чтобы скорость счета возросла примерно в два раза. Измерьте скорость счета от двух источников  $n_{\tau 12}$ .

5. Не меняя положения второго источника, удалите первый и измерьте скорость счета от второго источника  $n_{\tau 2}$ .

6. По формуле (1.6) с учётом фона излучений вычислите мёртвое время счётчика.

7. Определите разрешающую способность счётчика  $N_p = \frac{1}{\tau}$ .

8. Определите среднеквадратичную и относительную погрешности измерений.

### Контрольные вопросы

1. Какие элементарные процессы происходят в газе под действием заряженных частиц при наличии электрического поля?

2. Из каких соображений выбирают газ для газовых счетчиков?

3. Как объясняется характер ВАХ газовых счетчиков?

4. Для каких целей применяют ионизационные камеры, пропорциональные и гейгеровские счетчики?

5. Что дает счетная характеристика? Чем определяется величина порогового напряжения?

6. Что такое «мертвое время» счетчика и разрешающая способность?

7. Как восстанавливается чувствительность рабочего объема счетчика?

## **Работа 2. СТАТИСТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЧИСЛА ЧАСТИЦ, ЗАРЕГИСТРИРОВАННЫХ ПРИБОРОМ**

**Цель работы:** Ознакомление с простыми математическими методами обработки результатов измерений, исследование статистического распределения числа импульсов от счетчика Гейгера-Мюллера.

**Оборудование:** 1. Блок детектирования БЛБДБ2-02; 2. Прибор счетный ПС02-5; 3. Источник высоковольтный БНВ-30-01; 4. Источник низковольтный 591-89; 5. Источник  $\beta$ -излучения.

### **2.1. СЛУЧАЙНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ**

#### **2.1.1. Плотность распределения измеряемых величин**

Величины, измеряемые в эксперименте, по своему характеру *случайны*, что обусловлено либо статистической природой исследуемого явления, либо различными внешними воздействиями, неконтролируемыми в процессе измерения. Как правило, результаты полученных данных указывают лишь частоту, т.е. вероятность тех или иных значений.

Случайные величины принято описывать с помощью *функции плотности распределения*, которая определяет вероятность получения различных значений случайной величины из набора всех возможных ее значений (*генеральной совокупности*). В соответствии с характером генеральной совокупности функция плотности вероятности может быть дискретной или непрерывной. В последнем случае *функция плотности распределения*  $p(x)$  случайной величины  $x$  определяет вероятность ее наблюдения в единичном интервале от  $x$  до  $x+1$ , так что вероятность ее наблюдения в интервале от  $x$  до  $x+dx$  будет  $p(x)dx$ . Соответственно, среднее значение величины

$$\bar{x} = \int_{-\infty}^{\infty} xp(x)dx, \quad (2.1)$$

а среднее значение любой функции  $\varphi(x)$  от переменной  $x$  определяется как

$$\bar{\varphi} = \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(x)p(x)dx. \quad (2.2)$$

Средний квадрат отклонения  $x$  от  $\bar{x}$

$$D = \overline{(x - \bar{x})^2} \quad (2.3)$$

называют *дисперсией распределения*, а величину  $\sigma = \sqrt{D}$  называют *стандартным* или *средним квадратичным отклонением (средней ошибкой)*.

Таким образом, при обработке результатов экспериментов важнейшим является вопрос выбора закона, определяющего плотность распределения наблюдаемых величин. Имеется несколько таких законов и среди них наиболее важными являются *биномиальная, пуассоновская и нормальная* плотности распределений.

Эти распределения выводятся из мультиномиальной теоремы вероятности.

### 2.1.2. Мультиномиальное распределение.

Мультиномиальная теорема может быть записана как

$$(p_1 + p_2 + \dots + p_k)^n = 1. \quad (2.4)$$

Слагаемые  $p_1, p_2, \dots, p_k$  — это вероятности появления событий типа 1, 2, ..., k соответственно;  $n$  — число испытаний или наблюдений, сделанных в ходе испытаний.

Если  $x_1, x_2, \dots, x_k$  представляют собой числа, показывающие сколько раз могут наблюдаться случаи типа 1, 2, ..., k, то вероятность наблюдения случаев 1, 2, ..., k точно  $x_1, x_2, \dots, x_k$  раз в  $n$  испытаниях дается с помощью общего члена уравнения (2.4):

$$P(x_1, x_2, \dots, x_k) = \frac{n!}{x_1! x_2! \dots x_k!} \prod_{i=1}^k p_i^{x_i}. \quad (2.5)$$

Уравнение (2.5) называется *мультиномиальной функцией вероятности или законом вероятности*.

Элементарной иллюстрацией его применения является, например, следующее. Если мы желаем узнать, какова вероятность появления одного очка (случай типа 1) четыре раза в четырех последовательных бросаниях игральной кости, то мы рассуждаем следующим образом. Поскольку

$$x_1 + x_2 + x_3 + x_4 + x_5 + x_6 = 4,$$

то

$$x_2 = x_3 = x_4 = x_5 = x_6 = 0,$$

и соответствующие подстановки в уравнении (2.5) дают:

$$P(4, 0, 0, 0, 0, 0) = \frac{4!}{4! 0! 0! 0! 0! 0!} \left[ \left(\frac{1}{6}\right)^4 \left(\frac{1}{6}\right)^0 \left(\frac{1}{6}\right)^0 \left(\frac{1}{6}\right)^0 \left(\frac{1}{6}\right)^0 \left(\frac{1}{6}\right)^0 \right] = \frac{1}{1296}. \quad (2.6)$$

### 2.1.3. Биномиальное распределение

Биномиальная функция распределения следует из биномиальной теоремы вероятности, которая является частным случаем мультиномиальной теоремы, т. е. случаем, предполагающим рассмотрение только двух альтернатив, а не трех или более:

$$(p_1 + p_2)^n = 1. \quad (2.7)$$

Если бином разложить (считают, что идея такого подхода принадлежит Омару Хайяму), то получим функцию распределения:

$$\frac{p_1^n}{0!} + \frac{np_1^{n-1}p_2^1}{1!} + \frac{n(n-1)p_1^{n-2}p_2^2}{2!} + \dots + \frac{(n! / r!) p_1^r p_2^{n-r}}{(n-r)!} + \dots + \frac{p_2^n}{0!} = 1. \quad (2.8)$$

Очевидно, что  $p_2 = 1 - p_1$  (часто эту величину обозначают буквой  $q$ ). Члены в уравнении (2.8) интерпретируются следующим образом. Рассмотрим первый член выражения (2.8):

$$P(n) = \frac{p_1^n}{0!}. \quad (2.9)$$

В этом случае  $P(n)$  есть вероятность того, что в  $n$  испытаниях случаи 1 и 2 будут получаться  $n$  и нуль раз соответственно.

Например, если монета бросается  $n$  раз, то  $P(n)$  - вероятность того, что орел выпадет точно  $n$  раз, а решка – ни разу. В более общем виде любой член

$$P(r) = \frac{(n! / r!) p_1^r p_2^{n-r}}{(n-r)!} \quad (2.10)$$

имеет смысл вероятности того, что в  $n$  испытаниях случаи 1 и 2 будут получаться  $r$  и  $n-r$  раз соответственно.

Уравнение (2.10) известно как *биномиальная функция вероятности* или *биномиальный закон вероятности*. Это выражение является частным случаем уравнения (2.5).

Сумма последовательности  $n-r+1$  членов биномиального разложения, представленная уравнением (2.8), может быть записана в виде

$$F(r) = \frac{p_1^n}{0!} + \frac{np_1^{n-1}p_2^1}{1!} + \frac{n(n-1)p_1^{n-2}p_2^2}{2!} + \dots + \frac{(n!/r!)p_1^r p_2^{n-r}}{(n-r)!}. \quad (2.11)$$

Здесь  $F(r)$  – вероятность того, что событие 1 будет наблюдаться самое большее  $n$  раз или самое меньшее  $r$  раз в  $n$  испытаниях. С другой стороны, сумма последовательности членов от общего члена до  $p_2^n / 0!$ , записанная как

$$\frac{(n!/r!)p_1^r p_2^{n-r}}{(n-r)!} + \dots + \frac{p_2^n}{0!},$$

выражает вероятность того, что случай 1 будет наблюдаться самое большее  $r$  раз или самое меньшее нуль раз в  $n$  испытаниях.

Биномиальное распределение применимо к тем событиям, в которых полное число испытаний, так же как и числа появлений событий 1 и 2, является целым. Поэтому данное распределение применимо к ядерным взаимодействиям и к ядерным превращениям, происходящим в результате радиоактивного распада.

Однако в последнем случае необходимо, чтобы  $p_1 = const$  в течение времени наблюдения и  $P(r)$  было возможно ближе к истинной вероятности, количество радиоактивного вещества должно оставаться существенно неизменным в течение времени наблюдения. При этих условиях форма уравнения (2.10) в применении к радиоактивному веществу будет иметь вид

$$P(r) = \frac{N_0 p_1^r p_2^{N_0-r}}{r!(N_0 - r)!}, \quad (2.12)$$

где  $P(r)$  - вероятность наблюдения точно  $r$  распадов (т. е.  $r$  случаев сорта 1) за некоторый промежуток времени  $\Delta t$ , исходя из  $N_0$  радиоактивных атомов в момент времени  $t=0$ . Экспериментально  $r$  должно было бы непосредственно соответствовать счету, получаемому в некоторый момент времени  $t$  с помощью, например, счетчика Гейгера-Мюллера.

Имеется много таких случаев, когда величины в уравнениях (2.10) или (2.12), требуемые для оценки  $P(r)$ , не очень доступны, если вообще доступны измерениям. В случае радиоактивного распада, например, только изолированное число распадов  $r$ , происходящих в континууме времени  $t$ , вообще измеримо.

В соответствии с этим уравнения (2.10) или (2.12) не могут быть использованы для оценки  $P(r)$ . При таких условиях может быть использовано пуассоновское распределение или закон малых чисел, который получается из биномиального распределения.

#### 2.1.4. Распределение Пуассона

Пуассоновское распределение является предельным случаем биномиального распределения, когда  $p_1$  очень мало, а  $n$  стремится к бесконечности. Для практического применения это положение может быть выражено следующим образом.

Если  $p_1$  очень мало, а  $n$  велико и если среднее или ожидаемое значение ( $m = p_1 n$ ) остается существенно постоянным от испытания к испытанию, то для  $n \gg m$  и  $n \gg r$  выражение (2.10) будет очень близко к пуассоновской функции вероятности, а именно:

$$P(r) = \frac{m^r e^{-m}}{r!} = \frac{(np_1)^r e^{-p_1 n}}{r!}. \quad (2.13)$$

При больших значениях  $r!$  может быть приближенно разложено по теореме Стирлинга:

$$r! = (\sqrt{2\pi r}) r^2 e^{-r} \left( 1 + \frac{1}{12r} + \frac{1}{288r^2} - \frac{139}{51840r^3} + \dots \right);$$
$$r! \geq (\sqrt{2\pi r}) r^2 e^{-r}. \quad (2.14)$$

В последнем уравнении ошибка будет меньше 10% даже для столь малого факториала, как  $1!$ . В пределе  $r = \infty$ :

$$(r! e^r / r^2 \sqrt{r}) = \sqrt{2\pi}.$$

Уравнение (2.13), или *пуассоновское распределение*, применимо ко всем случайным процессам, подчиняющимся указанным выше ограничениям. Например, его применяют почти во всей экспериментальной ядерной физике, так же как и во многих других разнообразных случаях. Для определения  $P(r)$  в таких случаях необходимо знать только среднее значение.

*Пример.* Требуется определить эффективность счетчика Гейгера-Мюллера для детектирования ионизирующей частицы при следующих условиях. Ионизирующими частицами являются электроны высокой энергии с потерей энергии на единицу пути  $dE/dx = 340 \text{ эВ/см}$  в счетчике, заполненном аргоном под давлением  $10 \text{ мм рт. ст.}$ . Средняя энергия для образования пары ионов в аргоне  $w = 27 \text{ эВ}$  на пару ионов. Расстояние  $d$ , проходимое в счетчике, равно в среднем около  $0,5 \text{ см}$ .

Эффективность счетчика может быть рассчитана следующим образом. Среднее число пар ионов, образующихся на расстоянии  $d$  в пределах активного объема счетчика, равно

$$m = \left| -\frac{dE}{dx} \right| \frac{d}{w} = \frac{340 \cdot 0,5}{27} = 6,5;$$

тогда  $P(r) = \frac{m^r e^{-m}}{r!}$  и  $P(0) = \frac{6,5^0 e^{-6,5}}{0!} = 0,0015$  – вероятность того, что будет произведено точно нуль пар ионов на расстоянии 0,5 см. Эффективность, или вероятность того, что пары ионов будут образованы на указанном выше участке 0,5 см, равна  $E = 1 - P(0) = 0,9985$ . Это значит, что почти все заряженные частицы регистрируются счётчиком.

В случае счёта частиц счётчиком Гейгера-Мюллера  $m = \bar{N}$  – среднее число отсчётов,  $r = N$  – число частиц, зарегистрированных прибором за время  $t$ , и распределение Пуассона может быть записано в виде:

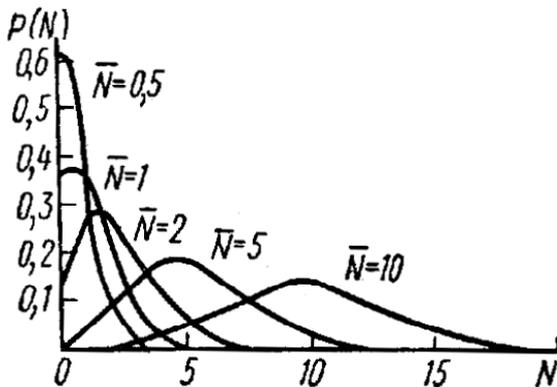


Рис.2.1. Распределение Пуассона при различных  $m \equiv \bar{N}$ .

$$P(N) = \frac{(\bar{N})^N}{N!} e^{-\bar{N}}. \quad (2.15)$$

Зависимость  $P$  от  $N$  при различных  $\bar{N}$  показана на рис.2.1. По мере роста  $N$  кривая все более размывается и становится симметричной относительно точки  $N = \bar{N}$ . Можно показать, что для пуассоновского распределения дисперсия равна  $\bar{N}$ :

$$\sigma^2 = \sum (N - \bar{N})^2 P_N = \bar{N}, \quad (2.16)$$

так что среднеквадратичная ошибка  $\sigma = \sqrt{\bar{N}}$ , а относительная погрешность  $\delta = \frac{1}{\sqrt{\bar{N}}}$ . При  $\bar{N} \gg 1$  распределение Пуассона становится практически непрерывным и совпадает с распределением Гаусса со средним значением и дисперсией, равными  $\bar{N}$  (рис.2.1).

### 2.1.5. Нормальное распределение

Нормальное распределение, являясь наиболее важным в теории и практике статистического анализа, имеет предельную форму биномиального закона вероятности, когда  $p_1$  равно  $1/2$  и  $n$  стремится к бесконечности. При этом распределении дискретная, или разрывная, переменная  $r$ , рассматриваемая в предыдущих распределениях, играет роль непрерывной переменной. Соответственно, если  $n$  очень велико, то биномиальное распределение может быть адекватно аппроксимировано нормальным распределением для многих физических проблем. Преимуществом использования нормального распределения является то, что оно может быть представлено в аналитической форме.

Основы закона случайности были заложены главным образом Паскалем, Ферма, Лапласом и де Муавром. На него иногда ссылаются как на «гауссовскую кривую ошибок», однако еще до получения этого закона Гауссом он был найден Лапласом и де Муавром. Нормальное распределение имеет два характеристических параметра:  $m$  – среднее значение распределения и  $\sigma$  – *среднеквадратичное отклонение*. Значение  $\sigma$  описывает разброс отклонений распределения  $r_i - m$  от среднего  $m$ , и оно должно быть положительным. В терминах этих параметров нормальный закон вероятности может быть записан в дифференциальной форме:

$$dP(r) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(r-m)^2}{2\sigma^2}\right] dr = p(r)dr. \quad (2.17)$$

Это можно также записать в слегка измененной форме:

$$p(r) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(r-m)^2}{2\sigma^2}\right]. \quad (2.18)$$

Выражение (2.17) задает вероятность нахождения величины непрерывной переменной  $r$  в пределах  $r$  и  $r+dr$ . Уравнение (2.18) выражает величину, часто называемую *плотностью вероятности* (см. п. 2.1.1), поскольку она дает вероятность на единицу расстояния (на единицу площади или единицу объема). Интегральная форма уравнения (2.17) дает  $P(r_1 \leq r \leq r_2)$  – вероятность нахождения величины непрерывной переменной  $r$  между конечными пределами  $r_1$  и  $r_2$ .

Нормализующим фактором является  $1/\sigma\sqrt{2\pi}$ , т.е. постоянная, введенная для того, чтобы сделать всю площадь под кривой равной единице.

Вся кривая для какого-нибудь нормального распределения одно-

значно определяется, если известны  $m$  и  $\sigma$ , другими словами, для любой данной пары значений  $m$  и  $\sigma$  имеется только одна кривая нормального распределения.

На рис. 2.2 показан график нормального закона вероятности между точками  $r=m-3\sigma$  и  $r=m+3\sigma$ .

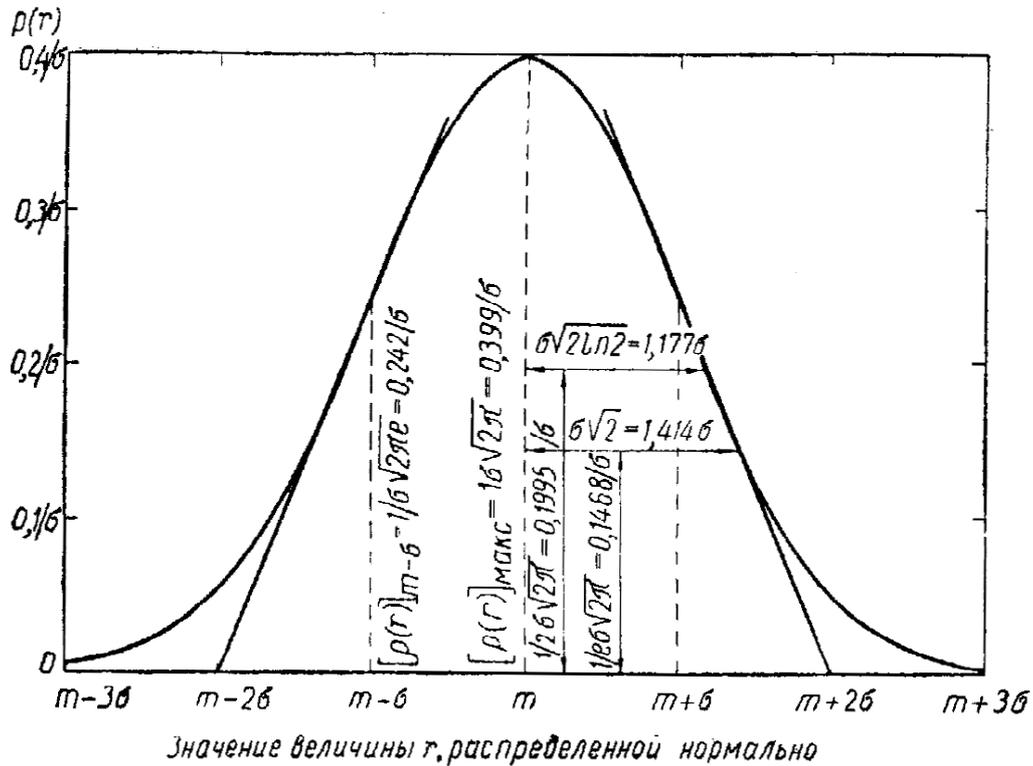


Рис. 2.2. График нормального закона вероятности.

Некоторые наиболее существенные свойства нормального распределения описаны ниже.

*а. Максимум плотности вероятности.* Уравнение (2.18) показывает, что максимальное значение функция  $p(r)$  приобретает тогда, когда  $r=m$  и значение плотности вероятности в этой точке равно:

$$[p(r)]_{\max} = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} = \frac{0,399}{\sigma}.$$

*б. Точки перегиба.* Беря вторую производную от  $p(r)$  уравнения (2.18) по  $r$  и приравнявая ее нулю, получим точки перегиба при  $r = m \pm \sigma$ . Значение плотности вероятности  $p(r)$  в этих точках равно:

$$[p(r)]_{r=m-\sigma} = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}e} = \frac{0,242}{\sigma}.$$

в. *Полуширина на половине максимума.* Из уравнения (2.18) те точки, где плотность вероятности равна половине от максимального значения плотности вероятности, находятся при  $r = m \pm \sigma\sqrt{2\ln 2}$ . Полуширина на половине максимума равна  $\sigma\sqrt{2\ln 2}$  или  $1,177\sigma$ .

г. *Значение полуширины при величине  $1/e$  от максимума.* Как следует из уравнения (2.18), точки, где плотность вероятности равна  $1/e$  от максимального значения плотности вероятности, находятся при  $r = m \pm \sigma\sqrt{2} = m \pm 1,41\sigma$ . Полуширина при  $1/e$  от максимума равна  $\sigma\sqrt{2}$  или  $1,414\sigma$ .

д. *Максимальный наклон.* Это наклон в точках перегиба, который определяется из оценки производной  $p(r)$  по  $r$  в точках  $r=m\pm\sigma$ . Максимальный наклон равен  $1/\sigma^2\sqrt{2\pi e}$  или  $0,242/\sigma^2$ .

е. *Пересечения с линиями максимального наклона.* Касательная к кривой нормального распределения в точках перегиба пересекает ось  $r$  при  $r=m\pm 2\sigma$ .

Согласно распределению Гаусса вероятность событий  $|r - \bar{r}| \leq \sigma$  равна

$$P(|r - \bar{r}| \leq \sigma) = \int_{\bar{r}-\sigma}^{\bar{r}+\sigma} f(r)dr = 0,683.$$

Соответственно,

$$P(|r - \bar{r}| \leq 2\sigma) = 0,954, \quad P(|r - \bar{r}| \leq 3\sigma) = 0,997.$$

Для случая счёта ядерных частиц каким-либо детектором  $m \equiv \bar{N}$ ,  $r=N$  и нормальное распределение принимает вид:

$$p(N) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} e^{-\frac{(N-\bar{N})^2}{2\sigma^2}}. \quad (2.19)$$

### 2.1.6. Ошибки измерений

Как уже отмечалось, на результаты экспериментов помимо статистических флуктуаций, связанных с вероятностной природой явления, оказывают влияние случайные воздействия, возникающие в процессе *эксперимента* и *обработки*. Совокупность внешних возмущений увеличивает разброс результатов и вызывает смещение среднего значения. Последнее усугубляется действием целого ряда систематических причин («сдвинутая» шкала приборов, плохая геометрия опыта и т. д. ). Каждая из случайных причин обычно подчиняется собственному распределению. Таким образом, результаты измерений будут описываться распре-

делением, возникающим как наложение многих частных распределений. В итоге, однако, форма его будет приближаться к гауссовой, если только нет каких-либо превалирующих причин. Это обстоятельство является следствием *центральной предельной теоремы* теории вероятности, утверждающей, что действие большого числа причин с интенсивностями воздействия примерно одного порядка приводит к нормальному распределению величин, возникающих под действием этих воздействий.

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

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

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

Доверительный интервал  $[\bar{r} - \Delta r; \bar{r} + \Delta r]$  для случайной величины  $r$  соответствует доверительной вероятности  $(1-\alpha)$ , если

$$P(|r - \bar{r}| \leq \Delta r) = 1 - \alpha. \quad (2.20)$$

Вероятность  $(1-\alpha)$  называют также *коэффициентом надежности*, а величину  $\alpha$  – *уровнем значимости*. Согласно теореме Чебышева, надежным критерием для оценки доверительного интервала при заданном уровне значимости является среднеквадратичное отклонение  $\sigma$  (которое, следуя терминологии теории ошибок, называется *среднеквадратичной ошибкой*).

Однако в эксперименте параметры  $\bar{r}$  и  $\alpha$  заранее не известны. Поэтому остановимся на способах их оценки. Допустим, что при  $n$  измерениях получены результаты  $r_1, r_2, r_3, \dots, r_n$ . Тогда в качестве оценки среднего значения  $\bar{r}$  и дисперсии  $\alpha^2$  принимают соотношения:

$$\bar{r} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n r_i, \quad (2.21)$$

$$\sigma^2 = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (r_i - \bar{r})^2. \quad (2.22)$$

Соотношения (2.21 – 2.22) тем точнее, чем больше  $n$ . Формула (2.22) определяет дисперсию случайной величины  $r$ , вычисленную по результатам случайной выборки, а среднеквадратичное отклонение среднего арифметического (2.21) вычисляется по формуле

$$S_{\bar{r}} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (r_i - \bar{r})^2}{n(n-1)}} \quad (2.23)$$

Ограниченный объем экспериментального материала (случайная выборка малого объема) не позволяет с абсолютной точностью сделать суждения об истинных значениях  $\bar{r}$  и  $\sigma$ . Поэтому было бы неправильно, вычисляя доверительный интервал, не делать поправку на его расширение за счет погрешностей, допускаемых в оценке  $\bar{r}$  и  $\sigma$ , особенно при малом числе измерений.

Такую поправку обычно делают, используя дополнительные коэффициенты  $C_{\alpha n}$  – коэффициенты Стьюдента. При заданной доверительной вероятности  $(1-\alpha)$  доверительный интервал при оценке  $\bar{r}$  определяется как

$$\bar{r} = \bar{r} \pm C_{\alpha n} S_{\bar{r}}, \quad (2.24)$$

где  $\bar{r}$  и  $S_{\bar{r}}$  находятся из соотношений (2.21) и (2.23).

Таблица 1. Коэффициенты Стьюдента

Число измерений, $n$	$\alpha = 0,3$	$\alpha = 0,2$	$\alpha = 0,1$	$\alpha = 0,05$
2	2,0	3,1	6,3	12,7
3	1,3	1,9	2,9	4,3
4	1,3	1,6	2,4	3,2
5	1,2	1,5	2,1	2,8
6	1,2	1,5	2,0	2,6
7	1,1	1,4	1,9	2,5
8	1,1	1,4	1,9	2,4
9	1,1	1,4	1,9	2,3
10	1,1	1,4	1,8	2,3
$\infty$	1,0	1,3	1,6	1,96

Пример 1. В серии опытов получены три значения  $r$  (10,5; 10,0; 9,5). Требуется оценить  $\bar{r}$  и указать точность оценки.

Предполагаемое среднее  $\tau = 10,0$ . При этом  $S_{\tau} = \sqrt{\frac{0,5^2 + 0 + 0,5^2}{3(3-1)}} = 0,29$ .

Если мы зададимся доверительными вероятностями 0,7 или 0,95, то  $C_{0,3;3} = 1,3$ ;  $C_{0,05;3} = 4,3$ . Таким образом, среднюю величину можно оценить как

$$\tau = 10,0 \pm 1,3 \cdot 0,29 = 10,0 \pm 0,38$$

при доверительной вероятности 0,7 и

$$\tau = 10,0 \pm 4,31 \cdot 0,29 = 10,0 \pm 1,25$$

при доверительной вероятности 0,95.

Вообще говоря, предыдущие оценки относятся к измерениям величин, подчиняющихся нормальному распределению. Но реальные физические распределения близки к нормальным (во всяком случае, подходящим преобразованием можно достичь необходимого сходства в наиболее важной области вблизи средних значений). Так, статистика радиоактивного распада описывается распределением Пуассона, которое уже при  $N > 20$  практически совпадает с нормальным.

## 2.2. ПРОВЕДЕНИЕ ИЗМЕРЕНИЙ

### 2.2.1. Экспериментальная установка

Экспериментальная установка аналогична используемой в работе 1. Её блок-схема приведена на рис.2.3.

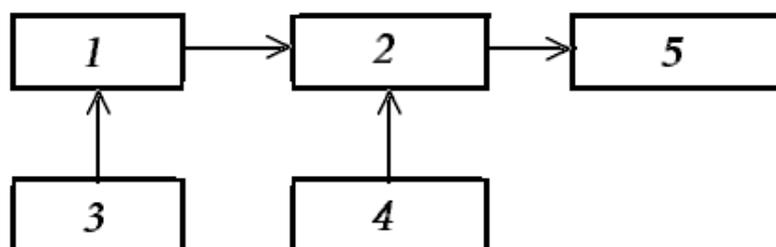


Рис. 2.3. Схема экспериментальной установки: 1 – блок детектирования электронов БЛБДБ 2-02, 2 – предусилитель; 3 – источник высокого напряжения БНВ-30-01; 4 – источник низкого напряжения; 5 – регистрирующий (пересчетный) прибор ПСО2-5.

В работе используется блок детектирования электронов, содержащий самогасящиеся счетчики Гейгера-Мюллера. Напряжение на электроды счетчика подается от высоковольтного источника со стабилиза-

цией напряжения, позволяющего плавно изменять напряжение на счетчике. Импульсы, образованные при пролете частиц через рабочий объем счетчика, формируются и усиливаются предусилителем, после чего регистрируются пересчетным прибором. Питание предусилителя (12В) осуществляется от источника типа 591-89.

### 2.2.2. Статистический анализ распределения числа частиц, зарегистрированных прибором

При многократной регистрации числа частиц в течение одинаковых промежутков времени мы получим множество значений  $N$ , разброс которых вызван случайными и систематическими причинами, сопутствующими процессу измерения. Среди случайных причин следует отметить в первую очередь флуктуации потока частиц, попадающих на счетчик, а также колебания чувствительности прибора. Результирующее распределение может иметь сложный характер, но при достаточно большом числе актов измерения и больших  $N$  оно стремится к нормальному распределению. Систематические ошибки могут нарушать симметричность распределения относительно среднего значения, а также смещать положение среднего значения.

#### Порядок выполнения работы:

1. Включите приборы в сеть.
2. Установите напряжение на счетчике в рабочей точке.
3. Установите источник на таком расстоянии от счетчика, чтобы за 10с прибор регистрировал в среднем 200 – 300 импульсов.
4. Включив прибор в режим с длительностью регистрации 10с, проведите примерно 250 – 300 таких измерений.
5. Результаты измерений "рассортируйте" по интервалам, например, с «шагом» в 5 – 7 импульсов и подсчитайте число событий, попадающих в каждый из интервалов.
6. Постройте гистограмму распределения, используя эти результаты.
7. Оцените среднее число отсчетов, выборочную дисперсию и среднеквадратичное отклонение среднего арифметического по формулам

$$\bar{N} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n N_i, \quad (2.25)$$

$$\sigma^2 = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (N_i - \bar{N})^2, \quad (2.26)$$

$$S_{\bar{N}} = \sqrt{\frac{1}{n(n-1)} \sum_{i=1}^n (N_i - \bar{N})^2}, \quad (2.27)$$

где  $n$  – число измерений,  $N_i$  - число импульсов в отдельных измерениях.

8. Определите доверительный интервал для полученных результатов, соответствующий доверительной вероятности 0,8.

9. Какому типу распределения соответствует полученная вами гистограмма?

### Контрольные вопросы:

1. Охарактеризуйте биномиальное распределение.
2. В каких ситуациях применимо распределение Пуассона? Какие параметры характеризуют это распределение? Чем определяется средне-квадратичная ошибка этого распределения?
3. Охарактеризуйте нормальное распределение. Какова вероятность попадания значения измеряемой величины в интервал  $(m - \sigma, m + \sigma)$ ?
4. Как определяется доверительный интервал измерений?
5. Что такое коэффициент надежности?
6. Чем определяется уровень значимости?

### Работа 3. ИЗМЕРЕНИЕ ПРОБЕГОВ АЛЬФА-ЧАСТИЦ В ВЕЩЕСТВЕ

**Цель работы:** Ознакомление с процессами взаимодействия заряженных частиц с веществом; измерение пробегов  $\alpha$ -частиц в воздухе.

**Приборы и принадлежности:** 1. Блок детектирования типа БДБСЗ-1еМ с детектором альфа-излучения; 2. Блок высокого напряжения БНВ-30-01; пересчетный прибор ПС02-5. 3.  $\alpha$ -источник.

#### 3.1. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИОНОВ С ВЕЩЕСТВОМ [7-9]

##### 3.1.1. Тормозная способность

Тяжелые заряженные частицы (ионы), проходя через вещество, теряют свою кинетическую энергию вследствие электромагнитного взаимодействия с электронами и атомными ядрами вещества. Полагают, что «электронное» и «ядерное» взаимодействия происходят независимо друг от друга. Для быстрых частиц основным является «электронное» торможение. Оно сопровождается возбуждением атомных электронов и поэтому называется *ионизационным*.

С уменьшением энергии, когда скорость налетающих, частиц становится сравнимой со скоростями орбитальных электронов, возрастает роль обмена между атомами вещества и налетающим ионом. При этом эффективный заряд иона уменьшается, и часть энергии теряется в процессе перезарядки. Когда же скорость иона становится меньше скорости наименее связанного электрона, заметную роль начинают играть упругие или «ядерные» столкновения иона с атомами вещества.

Вычислим энергию, теряемую ионом с массой  $M_1$  и зарядом  $Z_1e$  на единице длины пути при его движении через вещество со скоростью  $v$  в направлении  $Ox$  (рис. 3.1). Пусть  $E_1$  – энергия иона,  $NZ_2$  – число электронов в единице объема среды ( $N$  – атомная концентрация;  $Z_2$  – номер элемента среды в таблице Менделеева);  $\rho$  – прицельный параметр. Поскольку  $M_1 \gg m_e$ , траектория иона не отличается заметно от прямолинейной.

Из-за движения иона направление действия электрической силы на электрон в атоме с течением времени меняется, но из соображений симметрии следует, что составляющая полного импульса вдоль  $Ox$  не меняется, т.е.  $\int F_{||} dt = 0$ , и на электрон будет действовать только сила, перпендикулярная траектории, так что общее изменение импульса

$$\Delta P = \int F dt = \int_{-\infty}^{\infty} e E_{\perp} \frac{dx'}{v}. \quad (3.1)$$

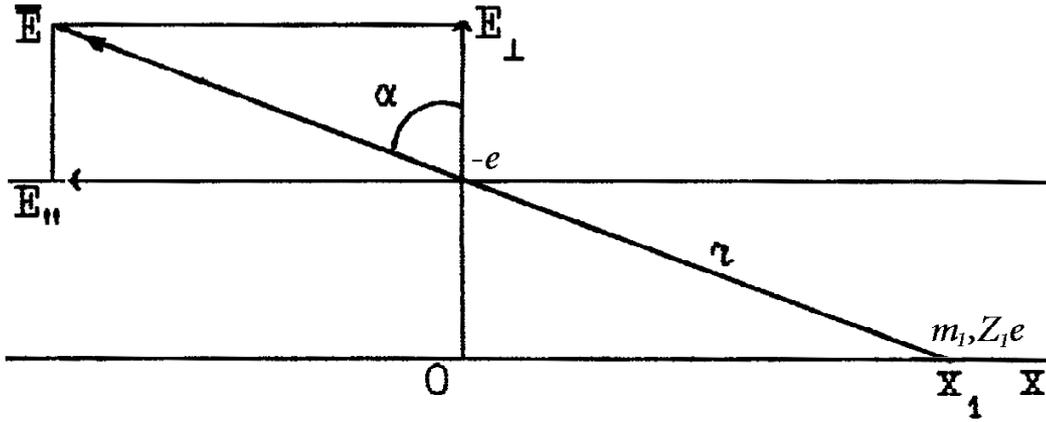


Рис. 3.1. К вычислению изменения импульса  $\Delta P$ .

Поперечная составляющая поля, как видно из рис. 3.1 будет

$$E_{\perp} = \frac{Z_1 e \cos \alpha}{4\pi \epsilon_0 r^2} = \frac{Z_1 e}{4\pi \epsilon_0} \frac{\rho}{(\rho^2 + x'^2)^{3/2}}.$$

Подставляя это в (3.1) и интегрируя по всем  $x'$ , получим:

$$\Delta P = \frac{Z_1 e^2 \rho}{4\pi \epsilon_0 v} \cdot 2 \int_0^{\infty} \frac{dx'}{(\rho^2 + x'^2)^{3/2}} = \frac{Z_1 e^2}{2\pi \epsilon_0 \rho v}.$$

Тогда энергия, приобретаемая электроном (или теряемая ионом) при одном взаимодействии, будет

$$Q = \frac{\Delta P^2}{2m_e} = \frac{2Z_1^2 e^4}{(4\pi \epsilon_0)^2 m_e v^2 \rho}. \quad (3.2)$$

Эта энергия невелика  $\left( Q_{\max} = \frac{4m_e M_1}{(m_e + M_1)^2} E_1 \approx \frac{4m_e}{M_1} E_1 \right)$ , поэтому использовано классическое выражение (3.2).

В цилиндрическом слое с прицельным параметром от  $\rho$  до  $\rho + d\rho$  длиной  $dx$  содержится  $NZ_2 2\pi \rho d\rho dx$  электронов, и частица теряет энергию на взаимодействие с электронами этого слоя, равную

$$-dE(\rho) = \frac{2Z_1^2 e^4 NZ_2}{(4\pi \epsilon_0)^2 m_e v^2} \frac{2\pi \rho}{\rho^2} d\rho \cdot dx. \quad (3.3)$$

Теперь полные потери энергии частицы на пути в единицу длины на электронах во всех слоях от  $\rho_{min}$  до  $\rho_{max}$  получим, интегрируя (3.3):

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_e = \frac{4\pi Z_1^2 e^4 N Z_2}{(4\pi\epsilon_0)^2 m_e v^2} \ln\left(\frac{\rho_{max}}{\rho_{min}}\right). \quad (3.4)$$

Верхний предел интегрирования  $\rho_{max}$  связан со следующим. Так как торможение происходит за счет процесса ионизации, то минимальная передача энергии примерно равна потенциалу ионизации  $I$  атома мишени, т.е.  $Q_{min} \approx I$ . Если максимальное время взаимодействия  $\Delta t_{max} \approx \rho_{max} / v$ , то по соотношению неопределенностей  $Q_{min} \Delta t_{max} = I \frac{\rho_{max}}{v} \approx \hbar$ , следовательно,

$$\rho_{max} = \frac{\hbar v}{I}. \quad (3.5)$$

Нижний предел интегрирования  $\rho_{min}$  связан с тем, что, во-первых,  $Q_{max} = \frac{4m_e M_1}{(m_e + M_1)^2} E_1 \approx \frac{4m_e}{M_1} E_1 = \frac{4m_e}{M_1} \frac{M_1 v^2}{2} = 2m_e v^2$ , а во-вторых, классический подход оправдан, пока

$$\rho > \lambda = \frac{\hbar}{\Delta P_{max}} = \frac{\hbar}{\sqrt{2m_e Q_{max}}} = \frac{\hbar}{2m_e v},$$

следовательно

$$\rho_{min} = \frac{\hbar}{2m_e v}. \quad (3.6)$$

Тогда уравнение (3.4) принимает вид:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_e = \frac{4\pi Z_1^2 e^4 N Z_2}{(4\pi\epsilon_0)^2 m_e v^2} \ln\left(\frac{2m_e v^2}{I}\right). \quad (3.7)$$

Это формула Бете-Блоха для ионизационных потерь при нерелятивистских скоростях. В релятивистском случае логарифмический множитель заменяется выражением

$$\ln\left(\frac{2m_e v^2}{I}\right) - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2, \quad (3.8)$$

где  $\beta=v/c$ . Средний ионизационный потенциал, как показано Блохом,  $I(Z_2) = I_0 Z_2$ , где  $I_0 = 10 - 14 \text{эВ}$ .

Когда скорость падающих ионов снижается настолько, что частицы не в состоянии проникнуть вглубь атома, следует учитывать уменьшение вклада в торможение сильно связанных электронов внутренних оболочек атомов.

В области высоких энергий следует учитывать поляризацию атомов среды. Дело в том, что атомы мишени поляризуются и частично экранируют электрическое поле налетающей частицы. В общем, тормозная способность  $\left(-\frac{dE}{dx}\right)_e$  пропорциональна квадрату заряда иона  $(Z_1 e)^2$ , обратно пропорциональна квадрату его скорости  $v^2$  и не зависит от массы иона  $M_1$ .

### 3.1.2. Разброс энергетических потерь заряженных частиц в веществе

Первоначально моноэнергетический поток частиц с энергией  $E_1$  после прохождения слоя вещества толщиной  $x$  вследствие статистического характера столкновений частиц с электронами и атомами мишени приобретает некоторый разброс (*страгглинг*) энергий. Это связано с тем, что частицы испытывают разное число столкновений и в каждом отдельном столкновении могут потерять различную энергию. Формула, описывающая страгглинг энергий

$$\Omega(x) = \left(E^2(x) - \bar{E}^2(x)\right)^{1/2} \quad (3.9)$$

была получена Н. Бором:

$$\Omega^2(x) = \frac{4\pi Z_1^2 Z_2 e^4}{(4\pi\epsilon_0)^2} N x. \quad (3.10)$$

Из его теории следует, что энергетический разброс не зависит от энергии, а определяется свойствами мишени и растет как корень квадратный из  $xNZ_2$  – электронной плотности на единицу площади мишени. Эта формула справедлива при больших скоростях ионов, когда передаваемая электрону энергия  $Q > I$  – характерного потенциала ионизации атома. Это соответствует условиям данной работы, так как используемый здесь плутониевый источник дает  $\alpha$ -частицы с энергией  $E = 5,14 \text{ МэВ}$ , другие источники дают  $\alpha$ -частицы с энергией того же порядка.

### 3.1.3. Пробег частиц в веществе

Расчеты показывают, что вероятность ионизации атомов среды при энергиях в несколько  $MэВ$  примерно в  $10^3$  раз больше вероятности ядерных столкновений, поэтому основная часть потерь энергии связана именно с процессами ионизации. Экспериментально установлено, что независимо от сорта частицы и ее энергии в одном акте ионизации частица теряет около  $35 эВ$  своей энергии. Например, если начальная кинетическая энергия  $\alpha$ -частицы равна  $4MэВ$ , то она полностью затормозится через  $\frac{4 \cdot 10^6 \text{ эВ}}{35 \text{ эВ}} = 1,1 \cdot 10^5$  актов ионизации. Путь такой частицы в среде как правило прямолинейен (в отличие от легких частиц – электронов и позитронов), а полный пробег определяется интегралом

$$R = \int_{E_1}^0 \frac{dE}{(dE/dx)_e} = \int_0^{E_1} \frac{(4\pi\epsilon_0)^2 m_e v^2 dE}{4\pi Z_1^2 Z_2 e^4 N \ln(2m_e v^2 / I)} =$$

$$= \frac{(4\pi\epsilon_0)^2 M_1 m_e}{8\pi Z_1^2 Z_2 e^4 N} \int_0^{v_1^2} \frac{v^2 d(v^2)}{\ln(2m_e v^2 / I)}. \quad (3.11)$$

Этот интеграл берется, но получается сложная комбинация логарифмических функций и на практике предпочитают аппроксимирующие выражения. Так, для пробега  $\alpha$ -частиц с энергиями в интервале  $4,5 < E_\alpha < 7,8 MэВ$  в воздухе используют зависимость

$$R_\alpha(\tilde{n}i) = 0,318 \tilde{A}^{3/2} (i \text{ эВ}). \quad (3.12)$$

Величина  $\left(-\frac{dE}{d(\rho x)}\right)_e$  носит название *массовой тормозной способности*. Заметим, что так как  $N = \rho N_A / \mu$  (где  $\mu$  – молярная масса), а  $Z/\mu \cong const$  для всех веществ, то массовая тормозная способность  $\left(-\frac{dE}{d(\rho x)}\right)_e$  практически не зависит от состояния и химического состава мишени, поэтому и так называемый *массовый пробег*

$$R_m = \rho R \left[ \frac{\hat{e}\tilde{a}}{i^3} \right], \quad (3.13)$$

одинаков для данного вида частиц с данной энергией в любом веществе. Поэтому пробеги в двух разных веществах, в первом приближении, связаны так

$$\rho_1 R_1 = \rho_2 R_2. \quad (3.14)$$

Более точная эмпирическая формула имеет вид

$$\frac{\rho_1 R_1}{\mu_1^{1/3}} = \frac{\rho_2 R_2}{\mu_2^{1/3}}. \quad (3.15)$$

Экспериментально средний пробег  $\bar{R}$  обычно измеряется по кривой прохождения  $\alpha$ -частиц через вещество (рис. 3.2), т.е. измерением числа частиц, прошедших через вещество, как функции толщины. *Средний пробег  $\bar{R}$*  определяется как толщина вещества, поглощающая половину частиц, а экстраполированный пробег  $R_z$  получается экстраполяцией по касательной из точки кривой, соответствующей среднему пробегу  $\bar{R}$ .

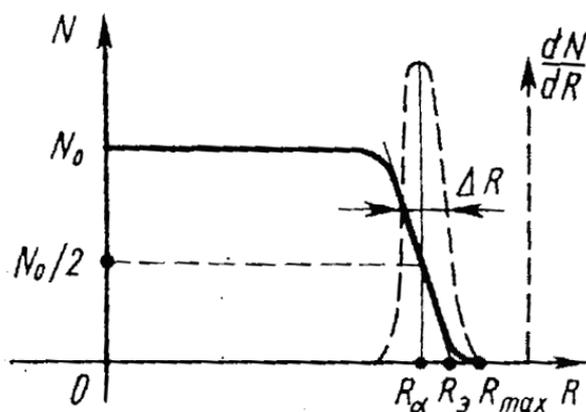


Рис.3.2. Кривая прохождения  $\alpha$ -частиц через вещество.

Вследствие статистических флуктуаций в процессе ионизации пробеги монохроматических частиц имеют разброс около среднего значения (страгглинг), описываемый функцией Гаусса. Этот разброс характеризуется полушириной распределения (шириной на половине высоты) дифференциальной кривой прохождения частиц через вещество (пунктирная линия на рис. 3.2). Таким образом, средний пробег  $\bar{R}$  соответствует максимуму дифференциальной кривой 3 на рис. 3.2.

Реально распределение пробегов в виде кривой 1 (рис. 3.2) может быть получено только при измерениях в камере Вильсона с открытым источником  $\alpha$ -частиц. Когда же используется закрытый источник ( $\alpha$ -активный изотоп покрывается защитной пленкой, чтобы избежать заражения радиоактивным элементом оборудования лаборатории),  $\alpha$ -частицы замедляются не только в воздухе, но и в веществе защитной

пленки источника., а иногда и в защитной пленке детектора, а также испытывают многократное рассеяние. Все это приводит к тому, что реальная кривая прохождения  $\alpha$ -частиц через воздух отличается от кривой на рис. 3.2 и измеренный пробег  $R_{изм}$  меньше реального  $\bar{R}$ . Толщины защитных пленок, как правило, неизвестны.

## 3.2. ПРОВЕДЕНИЕ ИЗМЕРЕНИЙ

### 3.2.1. Экспериментальная установка

Исследование взаимодействия  $\alpha$ -частиц с веществом проводится на установке, состоящей из блока детектирования типа БДБСЗ-1еМ с детектором альфа-излучения, блока высокого напряжения БНВ-30-01; пересчетного прибора ПС02-5.

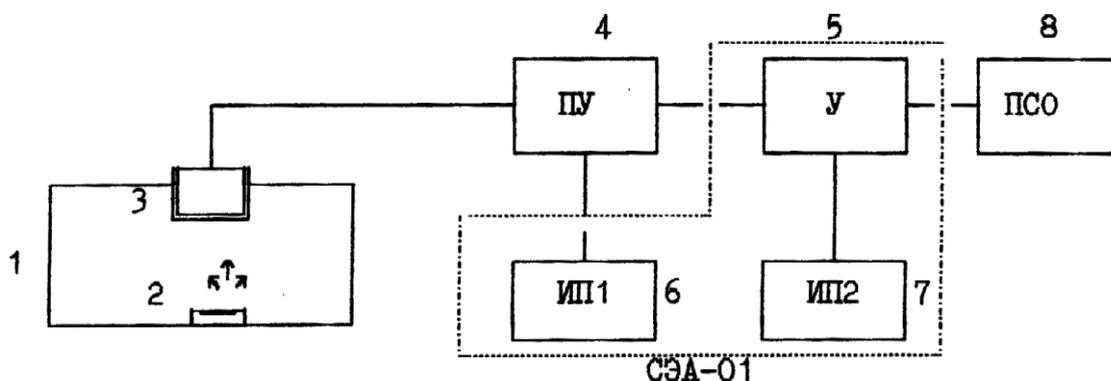


Рис. 3.3. Блок-схема экспериментальной установки:

1 - блок детектирования; 2 -  $\alpha$ -источник; 3 - полупроводниковый детектор  
4 - предусилитель; 5 - усилитель; 6 и 7 - источники питания предусилителя и усилителя; 8 - пересчетное устройство

Блок детектирования БДБСЗ-1еМ предназначен для установки в нем требуемого для измерений сцинтилляционного детектора альфа-излучения и измеряемого образца ( $\alpha$ -источника, энергии  $\alpha$ -линий которого требуется определить).

Блок детектирования снабжен устройством для перемещения  $\alpha$ -источника относительно детектора в пределах от 0 до 50 мм. При этом между детектором и измеряемым  $\alpha$ -источником вплотную к детектору располагается диафрагма толщиной 1 мм с коллимирующими отверстиями. Это необходимо для того, чтобы сформировать параллельный пучок  $\alpha$ -частиц и тем самым исключить попадание на входное окошко детектора частиц, испущенных под большими углами к детектору из активного слоя измеряемого образца.

### 3.2.2. Измерение пробегов $\alpha$ -частиц в воздухе

1. Поместив в блок детектирования БДБСЗ-1еМ источник  $\alpha$ -частиц, приблизьте его вплотную к коллимирующей пластинке (при этом расстояние между источником и детектором будет составлять 1 мм с учетом толщины коллимирующей пластинки) и, отодвигая его, проводите измерения скорости счета  $N$  через каждые 2 мм. На спаде кривой прохождения проводите измерения через 1 мм с точностью не менее 3%. Постройте кривую прохождения  $\alpha$ -частиц через воздух  $N(x)$ , как на рис. 3.2.

2. Проведите численное дифференцирование полученной кривой прохождения  $\alpha$ -частиц через воздух. Для этого спадающую часть кривой прохождения разделите не менее чем на 10 интервалов и вычислите производные по формуле Тейлора:

$$f'(x) = \frac{f(x+h) - f(x)}{h}. \quad (3.16)$$

3. Определите средний пробег  $\bar{R}$ , экстраполированный пробег  $R_0$  и ширину дифференциального пика.

4. По формуле (3.12) вычислите энергию, которой обладала  $\alpha$ -частица при вылете из защитной пленки на поверхности закрытого источника.

### 3.2.3. Определение толщины защитной пленки источника $\alpha$ -частиц

Зная энергию  $\alpha$ -частиц, испускаемых при распаде данного изотопа плутония ( $E = 5,14$  МэВ), и среднюю энергию, вычисленную по результатам измерения пробега  $\alpha$ -частиц в воздухе, определите потерю энергии  $\Delta E$  в защитном слое из оксида титана  $TiO_2$ , нанесенном на активный слой источника. Из очевидного соотношения  $\Delta E \approx \left(-\frac{dE}{dx}\right)\Delta x$  можно получить формулу для определения толщины защитного слоя:

$$\Delta x = \frac{\Delta E}{\left(-\frac{dE}{dx}\right)} = \frac{\Delta E}{\rho \left[ \left(-\frac{dE}{d(\rho x)}\right)_{Ti} \cdot r_{Ti} + \left(-\frac{dE}{d(\rho x)}\right)_O \cdot r_O \right]}, \quad (3.17)$$

где  $\rho = 3,8 \text{ г/ см}^3$  – плотность  $TiO_2$ ,  $r_{Ti} = \frac{M_{Ti}}{M_{TiO_2}}$ ,  $r_O = \frac{2M_O}{M_{TiO_2}}$ , где  $M_{Ti}$ ,  $M_O$ ,  $M_{TiO_2}$  – молярные массы, а значения массовой тормозной способности приведены в таблице:

Элемент	$E_\alpha, \text{ МэВ}$	$\left( -\frac{dE}{d(\rho x)} \right), \frac{\text{МэВ} \cdot \text{см}^2}{\text{мг}}$
Ti	5,00	0,490
	6,40	0,428
O <sub>2</sub>	5,00	0,756
	6,40	0,625

Для получения правильных значений массовой тормозной способности  $\left( -\frac{dE}{d(\rho x)} \right)$  необходимо воспользоваться методом линейной интерполяции.

### Контрольные вопросы

1. На какое расстояние приблизится  $\alpha$ -частица с кинетической энергией 4 МэВ к ядру  $^{206}_{82}\text{Pb}$  при лобовом соударении?
2. Как выводится формула Бете-Блоха?
3. Чем определяется разброс энергетических потерь ионов в веществе?
4. Чем определяется величина пробега  $\alpha$ -частицы в веществе? Что такое средний и экстраполированный пробег?
5. В чем особенность понятия массового пробега?

## Работа 4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЕРХНЕЙ ГРАНИЦЫ БЕТА-СПЕКТРА

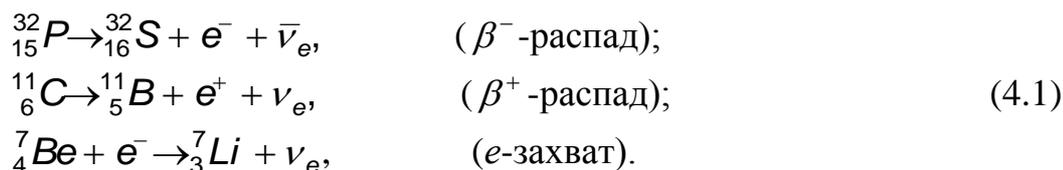
**Цель работы:** Ознакомление с теорией и основными характеристиками  $\beta$ -распада и  $\beta$ -источников; исследование поглощения электронов в различных материалах путем измерения зависимости интенсивности потока электронов от толщины поглотителей; определение по кривой поглощения максимальной энергии электронов  $\beta$ -распада.

**Приборы и принадлежности:** 1. Сцинтилляционный измерительный зонд 72013; 2. Радиометр Robotron 20046; 3. Набор поглотителей из  $Al$  различной толщины; 4. Радиоактивный препарат  ${}^{90}_{38}Sr + {}^{90}_{39}Y$ .

### 4.1. СПЕКТРЫ БЕТА-ЧАСТИЦ [1; 7 - 9]

#### 4.1.1. Общие сведения о $\beta$ -распаде

Атомные ядра могут произвольно испускать лептоны (электроны, позитроны, нейтрино и антинейтрино). Эти процессы называются  $\beta$ -распадом. При  $\beta$ -распаде массовое число ядра  $A$  (число нуклонов) не меняется, а заряд ядра  $Z$  меняется на 1. Существуют три типа  $\beta$ -распада:  $\beta^-$ -распад,  $\beta^+$ -распад и  $e$ -захват, т.е. захват электрона ядром с одной из ближайших к ядру оболочек:



Здесь  $e^-$  и  $e^+$  – электрон и позитрон,  $\nu_e$  и  $\bar{\nu}_e$  – нейтрино и антинейтрино (электронные). Таким образом, в отличие от распадов с испусканием  $\gamma$ -квантов и  $\alpha$ -частиц, при  $\beta$ -распаде происходит изменение внутреннего состояния нуклонов ядра. За  $\beta$ -распад ответственно слабое взаимодействие. Периоды полураспада  $\beta$ -радиоактивных ядер заключены в интервале от  $0,1c$  до  $10^{16}$  лет, а энергии, выделяющиеся при  $\beta$ -распаде, заключены в интервале от  $18,61 \text{ кэВ}$  (для трития) до  $13,4 \text{ МэВ}$  для изотопа  ${}^{12}_5B$ ). Интервал энергий  $\alpha$ -частиц значительно уже ( $4 - 9 \text{ МэВ}$ ). Как известно, энергия  $\alpha$ -частиц снизу ограничена кулоновским барьером. В случае  $\beta^-$ -распада и  $e$ -захвата кулоновский барьер отсутствует. Для  $\beta^+$ -распада он несущественен, так как в силу малой массы позитрона его длина волны  $\lambda$  больше суммы радиуса ядра  $R$  и ширины барьера  $a$ . Учи-

тывая, что  $\lambda = \hbar / p$ , получаем, что  $p(R + a) \ll \hbar$ . Следовательно, позитрон не может долго находиться в ядре без нарушения соотношения неопределенностей. В результате  $\beta^\pm$ -распада образуются три частицы: конечное ядро и пара лептонов. Энергия, сообщаемая ядру, мала в силу его большой массы, и ею можно пренебречь. Поэтому кинетическая энергия, выделяющаяся при  $\beta^\pm$ -распаде и равная

$$E_{\beta^\pm} = [M(Z, A) - M(Z \pm 1, A) - m_e]c^2, \quad (4.2)$$

практически целиком уносится парой лептонов, причем распределение энергий между ними может быть любым. Таким образом, энергетический спектр позитронов (электронов) и нейтрино (антинейтрино) должен быть непрерывным в интервале от 0 до  $T_{\max}$  (см. рис.4.1).

В случае захвата орбитального электрона образуются два продукта: конечное ядро и нейтрино. Поэтому распределение энергий между ними является однозначным: практически вся энергия

$$[M(Z, A) - M(Z - 1, A) + m_e]c^2$$

уносится нейтрино. Таким образом, спектр нейтрино при  $e$ -захвате при фиксированных состояниях начального и конечного ядра будет моно-

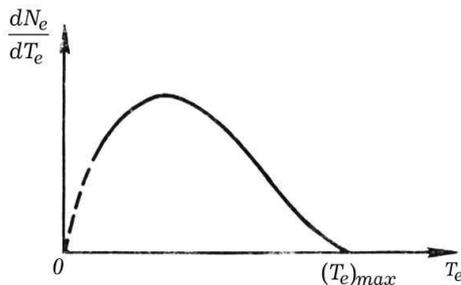


Рис.4.1. Энергетический спектр  $\beta$ -распада

хроматическим в отличие от  $\beta^\pm$ -распада. В  $e$ -захвате участвуют главным образом электроны ближайших к ядру оболочек (прежде всего,  $K$ -оболочки). Для таких электронов вероятность нахождения внутри ядра наибольшая.

Характерной чертой всех видов  $\beta$ -распада является испускание нейтрино или антинейтрино. Впервые гипотеза о существовании нейтрино была выдвинута Паули в 1930 году

для объяснения непрерывного характера спектра  $\beta$ -распада. В настоящее время существование нейтрино (антинейтрино) доказано. Масса нейтрино либо равна нулю, либо весьма незначительно отличается от нуля. Спин нейтрино (антинейтрино) равен  $1/2$  (в единицах постоянной Планка). Нейтрино и антинейтрино отличаются знаками поляризации: у нейтрино спин антипараллелен направлению движения (левый винт), у антинейтрино — параллелен направлению движения (правый винт). По современным представлениям нейтрино не участвует в электромагнит-

ных взаимодействиях (у него нет заряда и, по-видимому, магнитного момента) и поэтому не ионизирует атомы среды. Нейтрино и антинейтрино – частицы, которые участвуют только в процессах, относящихся к типу слабых взаимодействий. Поэтому эффективное сечение взаимодействия нейтрино с веществом чрезвычайно мало ( $\sigma < 10^{-43} \text{ см}^2$ ), что соответствует длине свободного пробега в твердой среде в несколько тысяч световых лет. Отсюда понятно, что для прямого детектирования нейтрино потребовалось много лет кропотливых опытов. Только в 1953 году Коуэну и Рейнесу при использовании мощных потоков антинейтрино, возникающих в ядерных реакторах при распаде ядер, удалось зарегистрировать акты взаимодействия антинейтрино по схеме, обратной  $\beta^+$ -распаду:  $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ . Ими впервые была дана оценка эффективного сечения взаимодействия антинейтрино и протона ядра ( $\sigma = 10^{-43} \text{ см}^2$ ).

При  $\beta$ -распаде спин ядра меняется на величину  $\Delta \vec{I}$ , равную векторной сумме спинов электрона и антинейтрино и их суммарного орбитального момента  $\vec{L}$ :

$$\Delta \vec{I} = \vec{L} + \vec{S}_e + \vec{S}_{\bar{\nu}}. \quad (4.3)$$

При этом суммарный спин лептонной пары может быть либо 0 (спины электрона и антинейтрино антипараллельны), либо 1 (при параллельных спинах). Переходы первого типа носят название переходов Ферми, второго типа – переходов Гамова-Теллера. Таким образом, для переходов Ферми  $\Delta I = L$ , для переходов Гамова-Теллера  $\Delta I = L \pm 1$ .

Для разрешенных переходов  $L=0$ . В этом случае волновые функции лептонов сферически симметричны и поэтому лептоны вылетают в различных направлениях с одинаковой вероятностью. Для всех запрещенных переходов  $L \neq 0$ . Волновые функции лептонов при этом уже не являются сферически-симметричными, в силу чего вероятность их вылета в некоторых направлениях оказывается сильно подавленной. Можно показать, что порядок запрещенности перехода численно равен орбитальному моменту лептонной пары  $L$ .

Часто оказывается, что энергетические условия делают возможным  $\beta$ -переход не только в основное, но и в возбужденные состояния ядра-продукта. Если  $\beta$ -распад в основное состояние ядра-продукта является запрещенным, но энергетически возможен разрешенный переход в одно из возбужденных состояний ядра, то преобладающим по вероятности будет переход в возбужденное состояние. Ядро-продукт будет переходить в основное или в более низкое возбужденное состояние путем излучения  $\gamma$ -кванта. Возможно также, что  $\beta$ -распад нестабильного ядра одновременно будет происходить на основной и на один или не-

скольким возбужденных уровней ядра-продукта. Тогда получаемый в опыте  $\beta$ -спектр представляет собой сумму парциальных  $\beta$ -спектров с различными максимальными энергиями.

#### 4.1.2. Пробег электронов в веществе

При прохождении через вещество электроны теряют свою энергию вследствие электромагнитного взаимодействия с электронами и атомными ядрами поглотителя. Для электронов с относительно малой энергией (меньше так называемой критической) потери энергии обусловлены, как и для тяжелых заряженных частиц, ионизацией и возбуждением электронов тормозящего вещества – *ионизационными потерями*. При энергиях электрона, превышающих некую *критическую*, наиболее существенным становится другой механизм взаимодействия – испускание электромагнитного тормозного излучения в электрических полях ядер тормозящего вещества – *радиационные потери*. Следствием потери энергии является конечность длины пробега частицы в веществе. Длина пробега заряженной частицы равна пути, на котором первичная кинетическая энергия частицы растрачивается за счет взаимодействия со средой, то есть

$$R = \int_{E_1}^0 \frac{dE}{\left(\frac{dE}{dx}\right)}. \quad (4.4)$$

Пробеги измеряются либо в единицах длины, либо (массовые пробеги) – в  $г/см^2$  ( $мг/см^2$ ), где  $R[г/см^2] = R[см] \cdot \rho[г/см^3]$ .

Из (4.4) следует, что пробег частицы есть функция ее кинетической энергии, поэтому измерения длин пробегов позволяют найти их кинетические энергии.

Число электронов, прошедших фольгу заданной толщины, является монотонно уменьшающейся функцией толщины фольги. Максимальная толщина фольги, поглощающей практически все падающие на нее электроны, характеризует так называемый *практический* (или *эффективный*) пробег.

#### 4.1.3. Определение максимальной энергии электронов (позитронов) $\beta$ -распада методом поглощения

Детальное изучение энергетического спектра  $\beta$ -излучателя произ-

водят спектрометрическими методами (магнитный  $\beta$ -спектрометр, кремниевый полупроводниковый детектор и т.д.), требующими сложной аппаратуры и, как правило, источников большой активности. В тех случаях, когда требуется определить максимальную энергию  $\beta$ -спектра с точностью, не превышающей 5%, используют метод поглощения.

Для определения верхней границы  $\beta$ -спектра методом поглощения снимают кривую поглощения  $\beta$ -излучения в веществе (как правило, в алюминии), т.е. находят, пользуясь набором тонких фольг, зависимость интенсивности пучка электронов  $N_e$ , прошедших через фольгу, от толщины поглотителя (рис. 4.2).

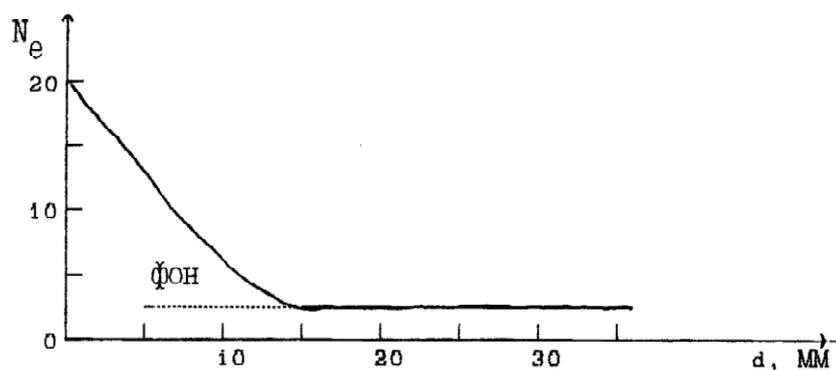


Рис.4.2. Кривая поглощения бета-излучения в алюминии.

Пользуясь измеренной кривой поглощения, определяют максимальную энергию электронов. Метод основан на нахождении практического пробега  $\beta$ -электронов путем экстраполяции кривой поглощения к уровню фона. Для определения верхней границы  $\beta$ -спектра можно воспользоваться графиком (рис. 4.3) зависимости пробега  $\beta$ -электронов от их максимальной энергии, и эмпирическими формулами, связывающими эти величины для различных диапазонов энергий:

$$\begin{aligned}
 R &= 0,064 \cdot E^{1,68}, & E &\leq 1 \text{кэВ}, \\
 R &= 0,407 \cdot E^{1,38}, & 0,15 &< E < 0,8 \text{ МэВ}, \\
 R &= 0,542 \cdot E - 0,133, & 0,8 &< E < 3 \text{ МэВ}, \\
 R &= 0,530 \cdot E - 0,106, & 2,5 &< E < 20 \text{ МэВ}.
 \end{aligned}
 \tag{4.5}$$

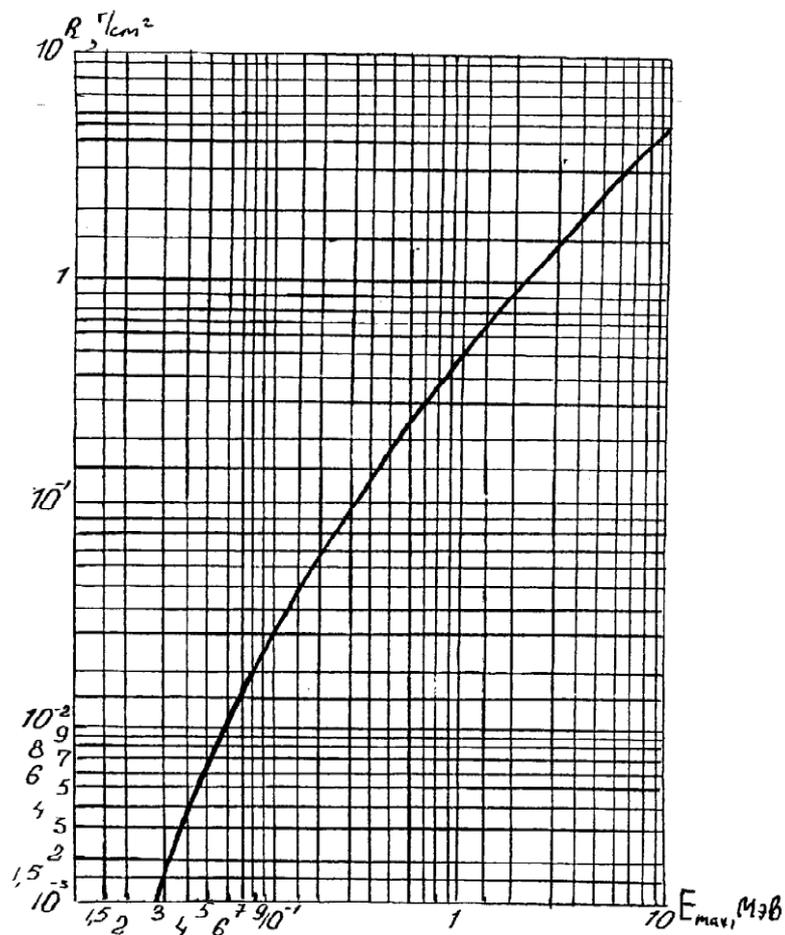


Рис.4.3. Зависимость практического пробега от максимальной энергии бета-электронов.

Ход этой зависимости установлен сравнением пробега бета-частиц с максимальной энергией их спектра, определенной с помощью магнитного бета-спектрометра.

Нужно отметить, что описанные способы определения верхней границы дают совпадающие результаты только в случае простого  $\beta$ -спектра, когда распад  $\beta$ -активного ядра происходит всегда на один и тот же уровень ядра-продукта, например, на основной уровень. В случае сложного спектра со сравнимыми интенсивностями парциальных спектров можно определить только верхнюю границу парциального спектра с максимальной энергией, найдя практический пробег электронов по кривой поглощения.

#### 4.4 Порядок выполнения работы

1. Работу начинайте с ознакомления с установкой. Установка состоит из блока детектирования, включающего сцинтилляционный детектор  $\beta$ -частиц, и радиометра «Robotron 20046». После ознакомления с установкой и изучения инструкции по эксплуатации радиометра «Robotron 20046» приступайте к измерению кривой поглощения электронов  $\beta$ -распада в алюминии.

Размещение радиоактивного препарата, поглотителей из алюминиевой фольги и счетчика показано на рис.4.4.

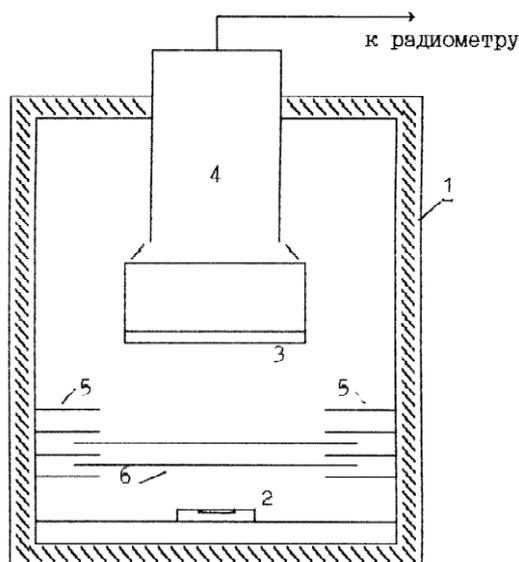


Рис. 4.4

Схема экспериментальной установки:

1 - свинцовый контейнер; 2 - источник  $\beta$ -частиц  $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$ ; 3 - сцинтилляционный счетчик; 4 - предусилитель (ФЭУ); 5 - пазы для размещения поглотителей; 6 - поглотители (алюминиевые фольги).

$\beta$ -счетчик помещен в свинцовый блок 1. В нижней части свинцового контейнера помещается исследуемый  $\beta$ -препарат 2. Поток  $\beta$ -частиц от препарата к счетчику перекрывается поглотителем в виде пластинок – алюминиевых фольг 6 различной толщины. Держатели с фольгами вставляются в свинцовый блок в специальные пазы 5.

2. Фон следует измерять при закрытом  $\beta$ -препарате, не извлекая его из свинцового контейнера, что дает возможность учесть приближенно и  $\gamma$ -фон препарата. Процесс снятия кривой поглощения осуществляется таким образом, чтобы относительная ошибка любого измерения составляла 3%. Для этого на радиометре «Robotron 20046» устанавливается режим счета до достижения ровно 1000 импульсов. При этом измеряемой величиной является время счета. Результаты измерений следует вносить в таблицу, рассчитывая по ходу снятия кривой скорость счета  $\beta$ -частиц.

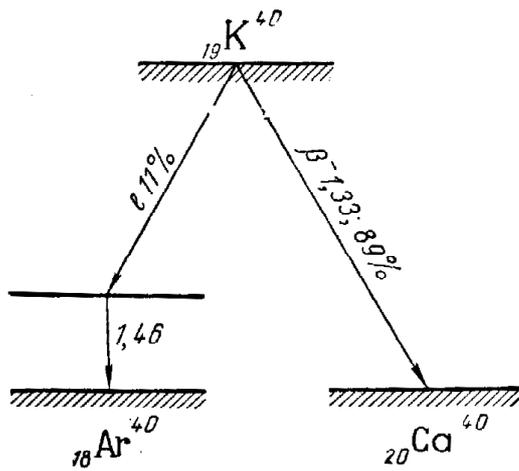
3. Оценив практический пробег и величину погрешности в его определении, найдите максимальную энергию  $E_{max}$  электронов и величину ошибки, пользуясь графиком на рис.4.3(это позволяет грубо оценить максимальную величину энергии  $\beta$ -частиц), а затем нужной из формул (4.5).

### Контрольные вопросы и задачи

1. Вычислите верхнюю границу  $\beta$ -спектра распада  $^{137}_{55}\text{Cs}$ , учитывая, что дочернее ядро  $^{137}_{56}\text{Ba}$  образуется в возбужденном состоянии и энергия излучаемых им  $\gamma$ -квантов равна  $0,67 \text{ МэВ}$ .

2. Электрон с энергией  $1 \text{ МэВ}$  имеет в алюминии пробег  $1,5 \text{ мм}$ . Оценить его пробеги в воздухе, воде и свинце.

3. Найти верхнюю границу возраста Земли, исходя из предположения, что весь присутствующий на Земле аргон произошел из калия путем  $e$ -захвата (см. схему распада калия-40). В настоящее время на 300 атомов аргона приходится один атом калия.



4. Определить энергию отдачи ядра лития, образующегося в основном состоянии в результате  $e$ -захвата из ядра  $^7_4\text{Be}$ .

## **Работа 5. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ ГАММА-КВАНТОВ МЕТОДОМ ПОГЛОЩЕНИЯ**

**Цель работы:** Ознакомление с процессами взаимодействия  $\gamma$ -квантов с веществом. Экспериментальное исследование процесса ослабления интенсивности пучка  $\gamma$ -квантов после прохождения через поглотители различного состава и толщины. Определение энергии монохроматического  $\gamma$ -излучения по коэффициенту поглощения в Al, Cu, Pb.

**Приборы и принадлежности:** 1. Блок детектирования типа БДБСЗ-1еМ со сцинтилляционным счетчиком  $\gamma$ -излучения; 2. Радиометр «Robotron 20046»; 3. Свинцовый блок – коллиматор; 4. Набор поглотителей из Al, Cu и Pb различной толщины; 5. Источник  $\gamma$ -излучения.

### **5.1. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЙ С ВЕЩЕСТВОМ**

#### **5.1.1. Возбужденные ядра как источники $\gamma$ -излучений**

Атомное ядро, находясь в определенном состоянии, обладает той или иной *энергией*. Состояние с наименьшей возможной энергией называется *основным*. Все другие состояния – *возбужденными*. Экспериментально установлено, что энергетический спектр возбужденных состояний ядра – *дискретный*, т.е. ядро может находиться лишь на определенных энергетических уровнях. Во многих случаях удобно пользоваться условной энергетической шкалой, в которой энергия основного состояния принимается за начало отсчета. И если в этой системе отсчета ядро обладает энергией  $E$ , то говорят, что ядро находится на энергетическом уровне  $E$ .

Кроме энергии, ядерные состояния характеризуются полным *моментом импульса (количества движения)*, состоящим из моментов количества движения входящих в ядро нуклонов, которые, в свою очередь, обладают собственным моментом (*спином*) и орбитальным моментом количества движения. Сумма орбитального и спинового моментов нуклонов определяет полный момент количества движения ядра.

Третьей основной характеристикой состояния ядра является *четность* его волновой функции. При зеркальном отражении, т.е. замене знака координат всех нуклонов ядра на обратный, квадрат модуля волновой функции системы  $|\psi(x_1, x_2, \dots, x_n)|^2$  не должен меняться, так как зеркально симметричные ситуации равновероятны, следовательно, сама функция также или не меняется, или меняет знак:

$$\psi(-x_1, -x_2, \dots, -x_n) = P(x_1, x_2, \dots, x_n). \quad (5.1)$$

Символом  $P$  обозначена четность состояния. При  $P=+1$  функция *четная*, при  $P=-1$  - *нечетная*.

Как известно, все возбужденные состояния ядра неустойчивы. Переход ядра из одного возбужденного состояния в другое с меньшей энергией (или в основное) обычно сопровождается испусканием  $\gamma$ -кванта<sup>1</sup>, причем энергия  $\gamma$ -кванта практически равна разности энергий соответствующих состояний (небольшая часть энергии расходуется на эффект отдачи ядра при испускании  $\gamma$ -кванта):

$$E_\gamma = E_2 - E_1, \quad (5.2)$$

где  $E_\gamma = h\nu$  - энергия  $\gamma$ -кванта,  $h$  - постоянная Планка,  $\nu$  - частота излучения,  $E_2$  и  $E_1$  - энергии соответствующих состояний.

Так как любое ядро имеет большое число уровней, энергетический спектр  $\gamma$ -излучения содержит, как правило, не одну энергетическую линию, а несколько. Зная энергетический спектр испущенных  $\gamma$ -квантов, можно построить схему энергетических уровней ядра. Например, при  $\alpha$ -распаде



наблюдались  $\gamma$ -кванты с энергиями 0,040; 0,145; 0,288; 0,328; 0,433; 0,453; 0,473; и 0,493 МэВ. Это позволило построить схему энергетических уровней ядра  ${}_{81}^{203}\text{Tl}$  (рис. 5.1).

Исходя из данной схемы уровней, можно было ожидать испускания  $\gamma$ -квантов и других энергий, но они не наблюдаются. Это объясняется тем, что испускание  $\gamma$ -квантов подчиняется определенным *правилам отбора*, связанными с законами сохранения момента количества движения и четности. Закон сохранения момента количества движения требует, чтобы выполнялось соотношение

$$\vec{L} = \vec{I}_2 - \vec{I}_1, \quad (5.3)$$

где  $\vec{L}$  - угловой момент, уносимый  $\gamma$ -квантом,  $\vec{I}_1$  и  $\vec{I}_2$  - моменты количества движения начального и конечного состояний ядра.

---

<sup>1</sup> В некоторых случаях, когда энергия возбуждения ядра больше энергии отделения нуклона или другой частицы и вероятность  $\gamma$ -перехода мала, снятие возбуждения может сопровождаться вылетом нуклона или  $\alpha$ -частицы или же одного из электронов электронной оболочки атома (последний процесс носит название внутренней конверсии  $\gamma$ -лучей).

Соответствующие значения квантовых чисел  $l$  при этом удовлетворяют соотношению

$$|I_2 - I_1| \leq l \leq I_2 + I_1. \quad (5.4)$$

Излучение, отвечающее значению  $l=1$ , называется *дипольным*,  $l=2$  – *квадрупольным*,  $l=3$  – *октупольным* и т.д.

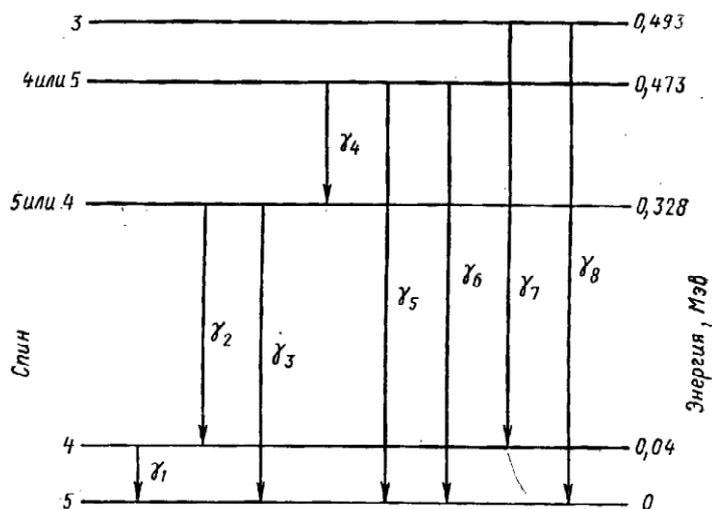


Рис. 5.1. Схема энергетических уровней ядра  ${}_{81}^{203}\text{Pb}$ .

Вероятность  $\gamma$ -перехода очень резко зависит от порядка мультипольности перехода. Можно показать, что увеличение порядка мультипольности на единицу уменьшает вероятность перехода приблизительно в  $(\lambda/R)^2$  раз ( $R$  – радиус ядра). Так, при  $A=100$ ,  $E_\gamma=0,5$  МэВ,  $(\lambda/R)^2 = 10^5$ . В связи с этим из различных  $l$ , удовлетворяющих правилам перехода (5.4), следует рассматривать лишь наименьшее  $l=1$ .

Кроме правил отбора по моменту количества движения, существуют правила отбора по четности, которые, в совокупности с правилами отбора по моменту количества движения, определяют допустимые переходы.

Поскольку переход ядра из одного состояния в другое, с меньшей энергией, обычно сопровождается испусканием  $\gamma$ -квантов, то препараты, содержащие возбужденные ядра (получающиеся как дочерние ядра в процессах  $\alpha$ - или  $\beta$ -распадов), могут служить удобными в обращении и дешевыми источниками  $\gamma$ -излучения. Другие источники могут иметь свои преимущества. Так, пучок заряженных частиц в ускорителе (синхро- или фазотроне) является мощным источником жесткого электромагнитного излучения с непрерывным спектром (синхротронного излу-

чения). Мощным источником  $\gamma$ -излучения сложного спектрального состава является ядерный реактор. Но и ускорители, и реакторы – очень сложные и дорогие сооружения. В данной работе в качестве источника  $\gamma$ -излучения используется радиоактивный препарат  $^{137}_{55}\text{Cs}$ .

### 5.1.2. Методы измерения энергии $\gamma$ -квантов

Экспериментально энергия  $\gamma$ -квантов определяется в большинстве случаев по вторичным излучениям, возникающим при взаимодействии  $\gamma$ -квантов с веществом (электронам отдачи при комптоновском рассеянии  $\gamma$ -квантов, фотоэлектронам и парам электрон - позитрон). Для определения энергии вторичных заряженных частиц используют самые разнообразные приборы: магнитные и сцинтилляционные спектрометры, полупроводниковые детекторы и т.д. Но все эти методы не являются прецизионными, так как позволяют измерять энергию с ошибкой не менее нескольких десятых процента. Более точные результаты можно получить, используя дифракцию  $\gamma$ -квантов на плоских или изогнутых кристаллах. Однако этот метод связан с использованием  $\gamma$ -источников большой активности, что значительно снижает область его применения. Кроме того, существует удобный метод *поглощения*, в силу простоты эксперимента этот метод наиболее предпочтителен, если не требуется большая точность измерений.

### 5.1.3. Взаимодействие $\gamma$ -квантов с веществом

При прохождении излучения через вещество происходит ослабление интенсивности пучка  $\gamma$ -квантов, что является результатом их взаимодействия с атомами вещества. Практически в диапазоне энергий радиоактивных препаратов 0,05 – 3 МэВ наиболее существенны три процесса взаимодействия фотонов с веществом: *комptonовское рассеяние, фотоэффект и образование пары электрон-позитрон*.

**Комптон-эффект или некогерентное рассеяние<sup>2</sup>  $\gamma$ -квантов на свободных электронах.** Электрон можно считать свободным, если энергия  $\gamma$ -квантов во много раз превышает энергию связи электрона.

---

<sup>2</sup> Рассеяние называется некогерентным, если разность фаз первичной и рассеянной волны изменяется со временем. Очевидно, что рассеяние, сопровождающееся изменением частоты, является некогерентным.

В результате комптон-эффекта вместо первичного фотона с энергией  $E_\gamma$  появляется рассеянный фотон с энергией  $E_{\gamma'} < E_\gamma$ , выходящий из первичного  $\gamma$ -пучка, а электрон, на котором произошло рассеяние, приобретает кинетическую энергию  $E_e = E_\gamma - E_{\gamma'}$ . На рис. 5.2 показана схема рассеяния  $\gamma$ -кванта на электроне.

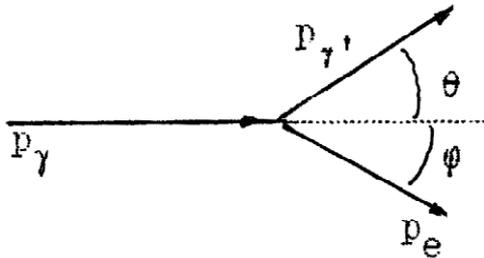


Рис.5.2. Схема рассеяния  $\gamma$ -квантов на свободном электроне (комpton-эффект):  $p_\gamma$  и  $p_{\gamma'}$  – импульсы первичного и рассеянного  $\gamma$ -квантов,  $p_e$  – импульс электрона.

Пользуясь законами сохранения импульса и энергии

$$\begin{aligned} \frac{h\nu}{c} \vec{n} &= \frac{h\nu'}{c} \vec{n}' + \vec{p}_e, \\ m_e c^2 + h\nu &= h\nu' + mc^2, \end{aligned} \quad (5.5)$$

где  $m_e c^2 = 0,511 \text{ МэВ}$  – энергия покоя электрона,  $mc^2$  – полная энергия электрона, можно показать, что изменение длины волны при комптоновском рассеянии равно

$$\lambda' - \lambda = \lambda_0 \cdot (1 - \cos\theta), \quad (5.6)$$

где  $\lambda$  и  $\lambda'$  – длины волн первичного и рассеянного излучения;  $\lambda_0 = h / m_e c$  – универсальная постоянная, называемая *комптоновской длиной волны электрона*;  $\theta$  – угол рассеяния кванта. Отсюда видно, что изменение длины волны при рассеянии не зависит от  $\lambda$  и определяется лишь углом  $\theta$ .

Кинетическая энергия электрона после рассеяния (энергия отдачи)

$$E_e = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{1}{2\varepsilon \cdot \sin^2(\theta/2)}}, \quad \text{где } \varepsilon = \frac{E_\gamma}{m_e c^2}. \quad (5.7)$$

Из законов сохранения энергии и импульса легко показать, что углы рассеяния  $\theta$  и отдачи  $\varphi$  связаны соотношением  $\text{ctg}\varphi = (1 + \varepsilon) \cdot \text{tg}(\theta/2)$ , а это означает, что энергетическое распределение электронов отдачи определяется лишь угловым распределением рассеянных электронов.

**Фотоэлектронное поглощение.** Если энергия  $\gamma$ -кванта больше энергии связи какого-либо электрона оболочки атома, может иметь ме-

сто фотоэффект (фотоэлектронное поглощение).

Это явление состоит в том, что энергия фотона целиком поглощается атомом, а один из электронов оболочки выбрасывается за пределы атома. Используя закон сохранения энергии, можно определить энергию фотоэлектрона

$$E_e = E_\gamma - I_i - E_r, \quad (5.8)$$

где  $I_i$  – ионизационный потенциал соответствующей оболочки атома ( $K, L, M, \dots$ );  $E_r$  – энергия отдачи ядра. Величина энергии отдачи ядра обычно мала, поэтому здесь ею можно пренебречь.

Существенной особенностью фотоэффекта является то, что он не может осуществляться на свободном электроне. Действительно, уравнения, исходящие из законов сохранения импульса и энергии, в случае фотоэффекта на свободном электроне оказываются несовместимыми.

**Образование пары электрон - позитрон.** Если энергия  $\gamma$ -кванта превышает  $2m_e c^2$ , становится возможным процесс образования пары, состоящей из электрона и позитрона. Из законов сохранения импульса и энергии опять-таки можно показать, что процесс образования пар не может происходить в вакууме. Процесс образования пар происходит лишь в кулоновском поле какой-либо частицы, получающей часть импульса и энергии. Такой частицей может быть атомное ядро или электрон. Принципиально возможно также образование пар в поле другого кванта. Однако вероятность такого процесса настолько мала, что практически его никто не наблюдал.

Образование пар в поле ядра может иметь место, если энергия кванта удовлетворяет соотношению

$$h\nu \geq 2m_e c^2 + E_r, \quad (5.9)$$

где первый член соответствует энергии покоя пары (электрон и позитрон), а второй член есть энергия отдачи ядра. Так как практически энергия отдачи ядра сравнительно мала, то энергию, определяемую первым членом, называют *порогом рождения пар*.

Порог рождения пар в поле электрона больше и равен  $4m_e c^2$ . Это связано с тем, что энергию отдачи получает электрон и пренебречь ею уже нельзя. Образование пар в поле электрона наблюдается чрезвычайно редко. Это связано, во-первых, с тем, что радиоактивные препараты с энергией  $\gamma$ -излучения, превышающей  $4m_e c^2$ , встречаются редко, а, во-вторых, с тем, что вероятность этого процесса мала. Только для  $\gamma$ -квантов с энергией больше  $10 \text{ МэВ}$  вероятность образования пар на электроне становится сравнимой с вероятностью этого же процесса в

поле ядра.

Кроме перечисленных трех механизмов взаимодействия  $\gamma$ -излучения с веществом имеются и другие процессы: когерентное рассеяние на электронах, рассеяние на атомных ядрах (кристаллических решетках), фоторасщепление ядер. Однако при прохождении через вещество пучка  $\gamma$ -излучения с энергией порядка одного или нескольких  $MэВ$  все эти процессы не играют заметной роли в ослаблении интенсивности пучка.

Несмотря на разнообразие процессов взаимодействия  $\gamma$ -излучения с веществом, вероятность их сравнительно мала. Поэтому  $\gamma$ -излучение слабо поглощается веществом. Чтобы оценить вероятность взаимодействия ядерных излучений с веществом, вводят понятие сечения взаимодействия  $\sigma_a^i$ , которое определяется как отношение числа событий  $i$ -го типа в единицу времени, приходящееся на одну частицу мишени, к потоку налетающих частиц через единицу поверхности. Если слой вещества мишени содержит  $n=Nd$  частиц/ $m^2$  ( $N$  – число атомов в единице объема вещества,  $d$  – толщина слоя образца) и его пересекает поток  $I$  частиц/ $m^2c$ , а эффективное сечение процессов взаимодействия всех типов  $\sigma_a$ , то число актов взаимодействия  $\Delta I$  в единицу времени определяется соотношением  $\Delta I = -I n \sigma_a$ , т.е.

$$\sigma_a = \frac{\Delta I}{I n}, \quad (5.10)$$

Следовательно, эффективное сечение имеет размерность площади ( $m^2$ ) и часто измеряется в *барнах* ( $1\text{бн} = 10^{-28} m^2$ ).

Эффективное сечение взаимодействия  $\gamma$ -излучения с веществом, рассчитанное на атом, складывается из компонент, связанных с тремя видами взаимодействия:

$$\sigma_a = \sum_i \sigma_a^i = \sigma_a^k + \sigma_a^\phi + \sigma_a^n, \quad (5.11)$$

где  $\sigma_a^k$  – сечение комптоновского рассеяния,  $\sigma_a^\phi$  – сечение фотоэффекта,  $\sigma_a^n$  – сечение образования пар. Каждая из этих величин по-разному зависит от энергии  $\gamma$ -квантов и заряда ядра атома  $Z$ , вследствие чего в различных областях энергий  $\gamma$ -квантов и значений  $Z$  тот или иной механизм ослабления пучка  $\gamma$ -излучения может оказаться доминирующим.

Рассмотрим зависимость эффективных сечений  $\sigma_a^k$ ,  $\sigma_a^\phi$ ,  $\sigma_a^n$  от энергии  $\gamma$ -кванта и заряда ядра  $Z$ .

Для характеристики вероятности комптоновского рассеяния удобно пользоваться эффективным сечением  $\sigma_e^k$ , рассчитанным на электрон.

Поскольку комптон-эффект есть рассеяние квантов на свободном электро-не, то очевидно, что  $\sigma_e^k$  не зависит от  $Z$ . Сечения  $\sigma_a^k$  и  $\sigma_e^k$  связаны простым соотношением

$$\sigma_a^k = Z\sigma_e^k . \quad (5.12)$$

Эффективное сечение комптон-эффекта убывает с увеличением энергии  $\gamma$ -квантов пропорционально  $1/E_\gamma$ . Зависимость эффективного сечения комптон-эффекта в свинце от энергии  $\gamma$ -кванта показана на рис.5.3 (кривая 1).

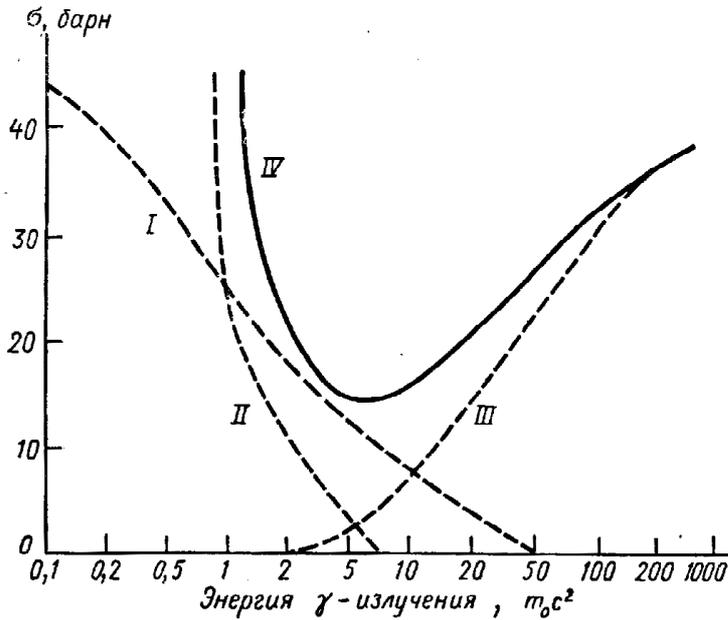


Рис.5.3. Зависимость эффективного сечения взаимодействия  $\gamma$ -излучения в свинце: I -  $\sigma_a^k$ ; II -  $\sigma_a^\phi$ ; III -  $\sigma_a^n$ ; IV -  $\sigma_a$ .

Эффективное сечение фотоэффекта, рассчитанное на атом, складывается из эффективных сечений фотоэффекта на различных электронных оболочках атома, то есть

$$\sigma_a^\phi = \sum_i \sigma_{ai}^\phi , \quad (5.13)$$

где  $i = K, L, M \dots$  — индекс электронной оболочки. Если энергия  $\gamma$ -кванта больше ионизационных потенциалов всех оболочек, то из слагаемых, входящих в правую часть уравнения, наибольшим является  $\sigma_{aK}^\phi$  — эффективное сечение фотоэффекта на  $K$ -оболочке, электроны которой наиболее сильно связаны с ядром. Со значительной степенью точ-

ности при энергии кванта около  $m_e c^2$  можно считать, что  $\sigma_a^\phi \approx (5/4)\sigma_{ак}^\phi$ . Зависимость эффективного сечения от заряда ядра чрезвычайно сильная, а именно  $\sigma_a^\phi \sim Z^5$ .

Эффективное сечение фотоэффекта с увеличением энергии убывает как  $((1/E_\gamma)^{3,5})$  при  $E_\gamma \leq m_e c^2$ . При больших энергиях эффективное сечение  $\sigma_a^\phi$  пропорционально  $1/E_\gamma$ . Зависимость  $\sigma_a^\phi$  в свинце от энергии показана на рис.5.3 (кривая II).

Эффективное сечение образования пар  $\sigma_a^n$ , в поле атомного ядра пропорционально  $Z^2$  и растет с увеличением энергии  $\gamma$ -кванта. На рис.5.3 (кривая III) показана зависимость  $\sigma_a^n$  в свинце от энергии  $\gamma$ -излучения.

Используя графики для разных веществ, аналогичные изображенным на рис. 5.3, можно грубо определить границы областей энергии  $\gamma$ -квантов и значений  $Z$ , в которых доминирует тот или иной процесс из трех механизмов взаимодействия  $\gamma$ -излучения с веществом.

Итак, комптон-эффект играет решающую роль в ослаблении интенсивности  $\gamma$ -излучения в алюминии при  $50 \text{ кэВ} < E_\gamma < 15 \text{ МэВ}$  и в свинце при  $0,5 \text{ МэВ} < E_\gamma < 5 \text{ МэВ}$ .

Фотоэлектрическое поглощение в алюминии наиболее существенно при  $E_\gamma < 50 \text{ кэВ}$  и в свинце при  $E_\gamma < 0,5 \text{ МэВ}$ .

Образование пар доминирует над этими двумя процессами при больших энергиях  $\gamma$ -квантов: в алюминии – при  $E_\gamma > 15 \text{ МэВ}$ , в свинце – при  $E_\gamma > 5 \text{ МэВ}$ .

Далее покажем, что интенсивность монохроматического пучка  $\gamma$ -излучения при прохождении его через вещество убывает экспоненциально. Допустим, что пучок падает на поглотитель перпендикулярно его поверхности. Обозначим плотность потока  $\gamma$ -квантов (интенсивность пучка) на расстоянии  $x$  от края образца, обращенного к источнику излучения, через  $I(x)$ . Пусть  $dx$  означает столь малую толщину слоя вещества, что  $(dI/I) \ll 1$ , где  $dI$  – изменение интенсивности пучка при прохождении слоя толщиной  $dx$ . Тогда, согласно (5.10),

$$dI = -I\sigma_a N dx . \quad (5.14)$$

Интегрируя это уравнение, получим

$$I(x) = I_0 e^{-\sigma_a N x} . \quad (5.15)$$

Таким образом, интенсивность пучка с возрастанием толщины слоя вещества экспоненциально убывает.

Подчеркнем, что формула (5.15), как следует из ее вывода, справедлива только для нормально падающего на поверхность образца параллельного моноэнергетического пучка  $\gamma$ -излучения. При наличии в пучке  $\gamma$ -квантов с различными энергиями  $E_1, E_2, \dots, E_n$  необходимо учитывать, что эффективное сечение взаимодействия  $\sigma_{ai}$ , зависит от энергии  $\gamma$ -излучения. Поэтому в данном случае формула ослабления интенсивности  $\gamma$ -излучения примет вид:

$$I(x) = \sum_i I_i(0) e^{-\sigma_{ai} N x}, \quad (5.16)$$

Здесь  $I_i(0)$  – начальная интенсивность каждого моноэнергетического компонента в пучке.

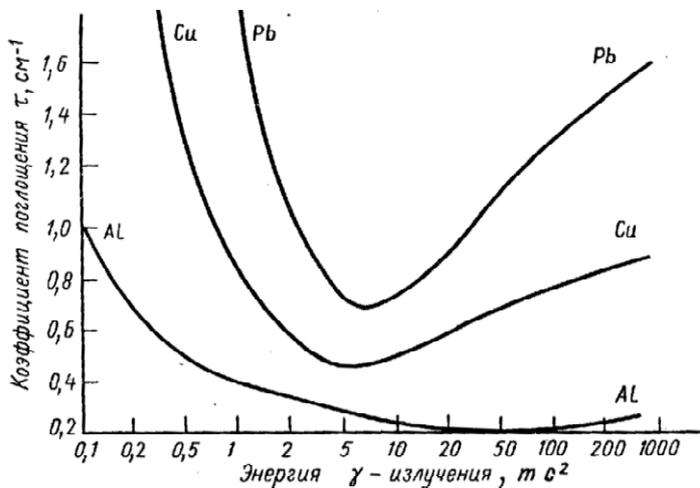


Рис. 5.4. Зависимость линейного коэффициента ослабления в свинце, меди и алюминии от энергии гамма-квантов.

Величину  $\tau = \sigma_a N$  называют *линейным коэффициентом ослабления*. Согласно определению, он имеет размерность  $m^{-1}$  и зависит от энергии  $\gamma$ -кванта так же, как и эффективное сечение. На рисунке 5.4 изображены кривые, показывающие зависимость линейного коэффициента ослабления

$$\tau = N(\sigma_a^k + \sigma_a^\phi + \sigma_a^n)$$

в Pb, Al и Cu от энергии  $\gamma$ -квантов, а на рис.5.5 – то же самое для полных эффективных сечений взаимодействия в алюминии и свинце.

## 5.2. ИЗМЕРЕНИЯ

### 5.2.1. Определение энергии $\gamma$ -излучения методом поглощения

Тот факт, что зависимость коэффициента ослабления  $\gamma$ -излучения от энергии для разных веществ хорошо изучена теоретически, дает возможность по экспериментально найденному коэффициенту ослабления найти энергию  $\gamma$ -квантов. Но поскольку эта зависимость не является монотонной, так как при некоторых значениях  $E_\gamma$ , различных для разных веществ, кривые  $\tau = \tau(E_\gamma)$  имеют минимум, нельзя в общем случае по коэффициенту ослабления пучка моноэнергетического  $\gamma$ -излучения в каком-либо одном веществе однозначно определить энергию  $\gamma$ -квантов (прямая, параллельная оси абсцисс на рис.5.4, пересекает кривую  $\tau = \tau(E_\gamma)$  в двух точках. Для однозначного определения необходимо знание  $\tau$  или полного эффективного сечения взаимодействия  $\sigma_a$ , по крайней мере, для двух различных веществ.

Идея метода измерения коэффициента ослабления пучка  $\gamma$ -излучения крайне проста. Она состоит в измерении ослабления интенсивности параллельного пучка  $\gamma$ -квантов в зависимости от толщины слоя вещества. Согласно формуле (5.15) интенсивность пучка при этом экспоненциально уменьшается. Если построить график, на котором по оси абсцисс отложить толщину слоя вещества, а по оси ординат – натуральный логарифм интенсивности, соответствующий этой толщине ( $\ln I = \ln I_0 - \tau x$ )<sup>3</sup>, то тангенс угла наклона будет равен искомому линейному коэффициенту ослабления  $\tau$ , если толщина выражается в сантиметрах, или массовому -  $\mu$ , если толщина выражается в граммах на 1 см. Разумеется, что прямая линия получается только в том случае, если исследуемое  $\gamma$ -излучение является монохроматическим. В противном случае на описанном графике получится более сложная кривая.

---

<sup>3</sup> Удобнее строить прямо пропорциональную зависимость  $\ln \frac{I_0}{I} = \tau x$ .

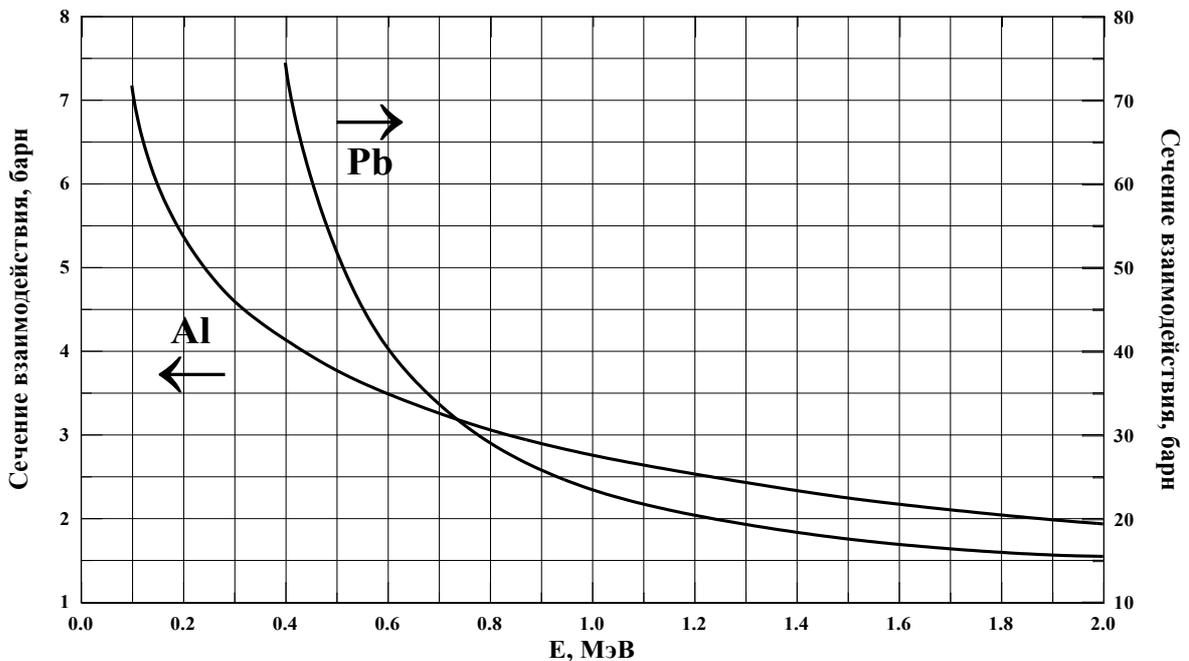


Рис. 5.5. Зависимость полного эффективного сечения взаимодействия от энергии гамма-квантов для алюминия и свинца.

Для измерения коэффициентов ослабления необходимо прежде всего сформировать пучок исследуемого  $\gamma$ -излучения, близкий к параллельному. Для этой цели источник  $\gamma$ -излучения коллимируется, т.е. помещается в свинцовый блок с достаточно узким и длинным отверстием (каналом) (рис.5.7). Конечно, при этом нельзя получить идеальный параллельный пучок, поэтому рекомендуется при измерении коэффициента поглощения ввести поправку на непараллельность пучка.

При снятии кривой поглощения необходимо также решить вопрос о наиболее рациональном размещении поглотителя относительно источника  $\gamma$ -излучения и детектора. Если бы ослабление пучка  $\gamma$ -излучения было целиком обусловлено только его поглощением, то ответ на поставленный вопрос не вызывал бы затруднений. Однако ослабление пучка  $\gamma$ -излучения происходит и вследствие комптоновского рассеяния, поэтому

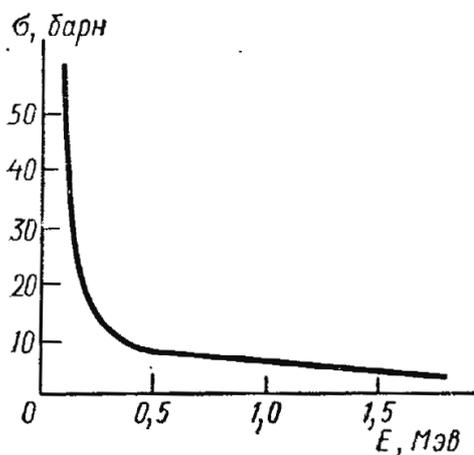


Рис. 5.6. Зависимость полного эффективного сечения взаимодействия от энергии гамма-квантов для меди.

изображение положения поглотителя в позиции II (см. рис.5.7) представляет собой пример плохих геометрических условий опыта. Эти условия плохи тем, что рассеянное в результате комптоновского взаимодействия  $\gamma$ -излучение вновь может попасть в детектор под большим телесным углом  $\Omega$ , определяемым площадью входного окошка

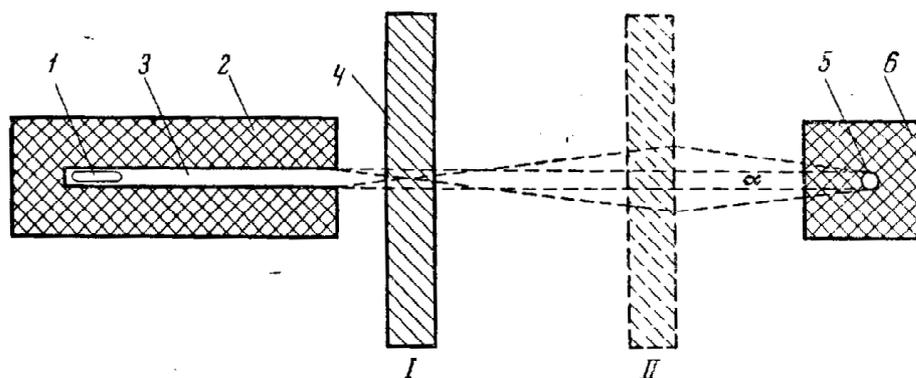
детектора и расстоянием между детектором и поглотителем.

В этом отношении положение поглотителя  $I$  обеспечивает лучшие геометрические условия опыта, так как при этом угол  $\Omega$  будет меньшим. Угол попадания рассеянного излучения зависит и от расстояния между  $\gamma$ -источником и детектором. Чем больше это расстояние, тем меньше угол  $\Omega$ .

Однако увеличение расстояния  $R$  между источником и детектором резко (как,  $1/R^2$ ) снижает скорость счета, а следовательно, увеличивает и статистическую ошибку. Чтобы создать хорошую геометрию опыта при наличии  $\gamma$ -источника определенной активности, нужно выбирать расстояние из оптимальных условий с тем, чтобы статистические ошибки, ошибки за счет непараллельности  $\gamma$ -пучка и ошибки за счет попадания вторичных  $\gamma$ -квантов были сравнимы между собой.

Имеется еще один источник ошибок, который связан с толщиной слоя поглотителя. Если она значительно превышает  $1/\tau$ , заметную роль играет более мягкое рассеянное  $\gamma$ -излучение, которое благодаря многократному рассеянию в поглотителе попадает в детектор. Поэтому толщина слоя поглотителя не должна значительно превышать величину  $1/\tau$ .

Кроме того, необходимо стремиться уменьшить фон (число отсчетов детектора в отсутствие препарата). Фон может появиться в результате радиоактивных загрязнений окружающих предметов, а также за счет космических лучей. Для уменьшения фона детектор излучения помещают в свинцовый блок, а открытым оставляют только окно для входа ис-



следуемого пучка  $\gamma$ -излучения.

Рис.5.7. Схема установки для снятия кривой поглощения  $\gamma$ -излучения: 1- источник  $\gamma$ -излучения; 2 - свинцовый блок-коллиматор; 3 - канал; 4 - поглотитель; 5 - детектор излучения. I - положение поглотителя при «хорошей» геометрии; II - положение поглотителя при «плохой» геометрии.

### 5.2.2. Порядок выполнения работы

1. Подготовьте аппаратуру к работе.
  2. Установите рабочее напряжение (указанное лаборантом для данной установки), измерьте фон.
  3. Снимите кривые ослабления интенсивности  $\gamma$ -пучка, изменяя толщину поглотителя для двух веществ (например, свинца и алюминия). При этом статистическая ошибка при измерении интенсивности  $\gamma$ -излучения не должна превышать 3 %.
  4. Постройте кривую  $\ln \frac{I_0}{I} = \tau x$  в зависимости от толщины поглотителя. Определите, является ли данное  $\gamma$ -излучение монохроматическим.
  5. По кривой поглощения определите коэффициент ослабления  $\gamma$ -излучения (линейный -  $\tau$ , массовый -  $\mu$ ) и эффективное сечение взаимодействия  $\sigma_a$ . По графической зависимости  $\sigma_a$  от энергии  $\gamma$ -излучения (рис. 5.5) найдите значение энергии данного излучения.
- Все экспериментальные величины ( $I$ ,  $\tau$ ,  $\mu$ ,  $\sigma$  и  $E_\gamma$ ) должны быть приведены с указанием точности измерений. Так, при определении интенсивности  $I$  необходимо учесть статистические ошибки и ошибки, связанные с непараллельностью пучка  $\gamma$ -излучения.

### Контрольные вопросы и задачи

1. После  $\beta$ -распада  ${}_{27}^{60}\text{Co}$  испускаются два каскадных  $\gamma$ -кванта с энергиями 1,17 и 1,33 МэВ. Определите соотношение интенсивностей этих  $\gamma$ -квантов после прохождения слоя свинца толщиной 5 см.
2. Пучок монохроматических  $\gamma$ -квантов, проходя через слой свинца толщиной 5 см, ослабляется в 20 раз. Найдите толщину слоев: а) алюминия, б) меди, дающую такое же ослабление интенсивности  $\gamma$ -излучения.
3. Массовый коэффициент поглощения фотонов с энергией 50 кэВ в свинце равен  $8 \text{ см}^2/\text{г}$ . Сечение комптоновского рассеяния фотонов этой энергии на электроне  $6,4 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$ . Найдите сечение фотоэлектрического поглощения.
4. Линейный коэффициент ослабления  $\gamma$ -излучения с энергией 0,5 МэВ в свинце  $1,65 \text{ см}^{-1}$ , в алюминии –  $0,223 \text{ см}^{-1}$ . Найдите эффективное сечение фотоэлектрического поглощения в свинце.

## **Работа 6. ОПРЕДЕЛЕНИЕ УДЕЛЬНОЙ АКТИВНОСТИ БЕТА-ПРЕПАРАТА. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПЕРИОДА ПОЛУРАСПАДА ДОЛГОЖИВУЩЕГО ИЗОТОПА**

**Цель работы:** Ознакомление с явлением радиоактивности, типами распадов и законом радиоактивного распада. Ознакомление с методами измерения активности  $\beta$ -активных препаратов и периода полураспада. Определение активности  $\beta$ -источника и периода полураспада изотопа  ${}_{19}^{40}\text{K}$ .

**Приборы и принадлежности:** 1. Бета-радиометр РУБ-01П; 2. Поглотитель из алюминия; 3. Радиоактивный препарат (соль калия  $\text{KBr}$ ).

### **6.1. РАДИОАКТИВНОСТЬ [7 -9]**

#### **6.1.1. ЗАКОН РАДИОАКТИВНОГО РАСПАДА**

*Радиоактивность* представляет собой самопроизвольное изменение состава ядра, происходящее за время намного большее, чем характерное время ядерных взаимодействий ( $10^{-22}$  с). Обычно для радиоактивных превращений характерны времена больше  $10^{-12}$  с. В процессе радиоактивного распада исходное ядро (*материнское*) самопроизвольно превращается в ядро другого элемента (*дочернее*) с испусканием одной или нескольких частиц.

Ядра, подверженные радиоактивным превращениям, называют *радиоактивными*, а не подверженные – *стабильными*. Различают следующие виды радиоактивного распада: 1) альфа-распад, 2) бета-распад, 3) спонтанное деление ядер, 4) протонный распад, 5) двухпротонный распад и др.

В процесса  $\alpha$ -распада, испускаемой частицей является  $\alpha$ -частица, представляющая собой ядро гелия:

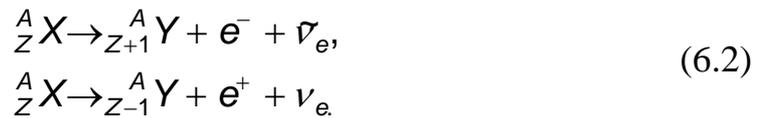


Впервые  $\alpha$ -распад наблюдал А. Беккерель в 1896г. Этот вид радиоактивности наблюдается у тяжелых ядер. Если дочернее ядро образуется в возбужденном состоянии, то спустя примерно  $10^{-14}$  с испускается  $\gamma$ -квант.

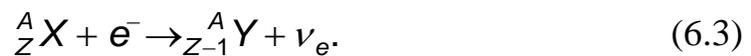
*Бета-распад* может быть трех видов: 1) электронный или

$\beta^-$ -распад, 2) позитронный или  $\beta^+$ -распад, 3) электронный захват.

В процессах  $\beta$ -распада ядро испускает электрон и антинейтрино или же позитрон и нейтрино по следующей схеме:



Электронный захват происходит в результате взаимодействия электрона атома с его ядром. Процесс происходит по схеме:



Гамма-излучением называется процесс испускания  $\gamma$ -квантов ядрами, находящимися в метастабильном возбуждённом состоянии:



Спонтанное деление ядра урана открыто в 1940г. Г.Флеровым и К.Петржаком. При спонтанном делении ядро распадается на два или более осколка, одновременно испуская несколько быстрых нейтронов. Это явление наблюдается только у самых тяжелых элементов. Спонтанное деление ограничивает стабильность тяжелых ядер и затрудняет получение сверхтяжелых элементов.

У ядер с большим избытком протонов возможна протонная и даже двухпротонная радиоактивность. Эти процессы трудно обнаружить из-за сильного фона конкурирующих  $\alpha$ - и  $\beta^+$ -распадов.

Радиоактивный распад нестабильных ядер является процессом статистическим. Каждое радиоактивное ядро распадается независимо от остальных ядер. Вероятность распада одного ядра за 1сек называется *постоянной распада* и обозначается  $\lambda$ . Для любого ядра данного изотопа постоянная распада одинакова. Ядра различных изотопов имеют различные постоянные распада.

Если в начальный момент времени имеется  $N$  ядер радиоактивного изотопа с постоянной распада  $\lambda$ , то за малый промежуток времени  $dt$  количество ядер  $dN$  из числа  $N$ , испытавших радиоактивный распад, будет равно:

$$dN = -\lambda N dt, \quad (6.5)$$

(знак минус указывает на убывание числа ядер). Закон убывания со временем числа радиоактивных ядер можно получить интегрированием уравнения (6.5). Результатом интегрирования является выражение:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (6.6)$$

где  $N_0$  – число радиоактивных ядер в момент времени  $t=0$ ,  $N(t)$  – число нераспавшихся радиоактивных ядер через время  $t$ . Выражение (6.6) показывает, что убывание числа радиоактивных ядер со временем происходит по экспоненциальному закону.

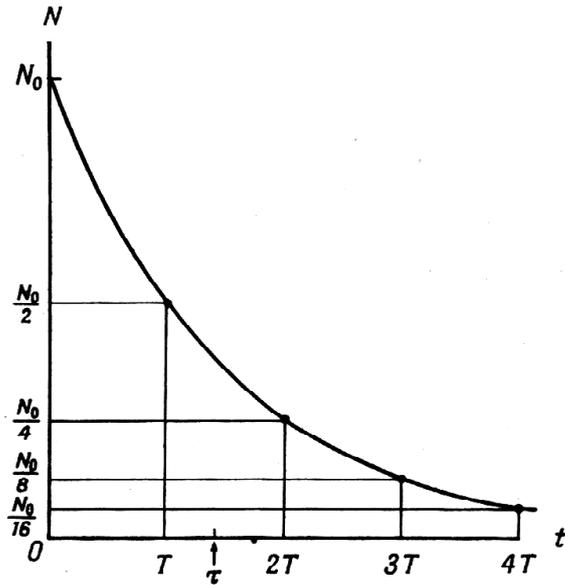


Рис.6.1. Изменение числа радиоактивных ядер со временем.

Промежуток времени, за который число радиоактивных ядер в среднем уменьшается вдвое, называется *периодом полураспада*  $T$ . Период полураспада  $T$ , как легко установить, связан с постоянной распада  $\lambda$  соотношением:

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} \approx \frac{0,693}{\lambda}. \quad (6.7)$$

Число распадов радиоактивных ядер, происходящих в препарате за единицу времени, называется *активностью* препарата. Из выражения (6.5) можно получить:

$$A = -\frac{dN}{dt} = \lambda N, \quad (6.8)$$

т.е. активность препарата  $A$  пропорциональна количеству радиоактивных ядер, содержащихся в препарате. Коэффициент пропорциональности  $\lambda$  определяется природой радиоизотопа.

Единицей измерения активности в СИ является *беккерель (Бк)*, который соответствует одному распаду за секунду. В старой (специальной) системе единицей измерения активности являлась *кюри (Ки)*, которая составляла  $3,7 \cdot 10^{10}$  распадов/с.

Поскольку с течением времени количество радиоактивных ядер уменьшается, снижается и активность препарата. Это уменьшение происходит по закону, аналогичному (6.6):

$$A(t) = A_0 e^{-\lambda t}, \quad (6.9)$$

где  $A_0$  – активность препарата в некоторый начальный момент времени,  $A$  – активность препарата по прошествии времени  $t$ .

### 6.1.2. Измерение бета-активности тонкого препарата известного изотопа

Широко распространенным и вместе с тем достаточно точным методом измерения активности, источников бета-излучения является метод измерения активности с помощью торцового счетчика Гейгера-Мюллера или сцинтилляционного детектора.

Для определения абсолютной активности следует учесть, что бета-активный препарат помещается под окошко счетчика. Счетная установка измеряет скорость счета от препарата. С одной стороны, счетчик регистрирует не все бета-частицы, испускаемые препаратом. Часть бета-частиц проходит мимо рабочего объема счетчика, часть поглощается на пути к счетчику в воздухе и материале окошка счетчика. Частицы, попавшие в рабочий объем счетчика одна после другой через время, меньше мертвого времени счетчика, сосчитываются как одна. Для препаратов значительной толщины существенное влияние на скорость счета может оказывать поглощение и рассеяние бета-частиц в самом препарате. С другой стороны, не все отсчеты счетчика вызываются бета-частицами от измеряемого препарата. Часть из них вызывается космическими лучами, гамма-излучением почвы и окружающих предметов. Поправки, необходимые для определения абсолютной активности тонких препаратов, могут быть определены с большой точностью.

Методика измерения активности существенно различается для тонких и толстых препаратов (источников).

*Тонкими* условимся называть препараты, толщина которых не превосходит одной двухсотой толщины слоя половинного поглощения собственного бета-излучения. Поглощение бета-излучения внутри тонкого препарата не превышает 1%, и потому его можно не учитывать.

При измерении активности тонкого препарата необходимо ввести поправки на разрешающее время счетчика, фон счетчика, телесный угол, поглощение бета-частиц в воздухе и материале счетчика и отражение их от подложки. Рассмотрим способы введения поправок при измерении активности тонкого препарата, содержащего один бета-радио-активный изотоп с простым спектром.

Введение *поправки на разрешающее время* оказывается необходимым для счетчиков Гейгера-Мюллера, которые имеют довольно большое разрешающее время, примерно  $3 \cdot 10^{-4}$  с. По известному разрешающему времени счетчика  $\tau$  и зарегистрированной скорости счета  $N$  (в импульсах в секунду) от препарата с фоном легко определить скорость поступления частиц в рабочий объем счетчика  $N_0$ . Действительно, скорость счета  $N$  равняется произведению скорости поступления частиц  $N_0$  и эффективного времени, в течение которого счетчик способен к регистрации. Это время за одну секунду работы счетчика равно  $(1 - N\tau)$  с. Отсюда  $N = N_0(1 - N\tau)$ , и

$$N_0 = \frac{N}{1 - N\tau}. \quad (6.10)$$

Поправка на разрешающее время не вводится до скоростей счета примерно в 100 *имп/с*. При больших скоростях счета ее необходимо учитывать.

*Фон*, измеряемый счетчиком – это отсчеты при отсутствии радиоактивного препарата. Фон обусловлен космическими лучами, гамма-излучением почвы, стен зданий, окружающих предметов. Помещение счетчика в свинцовый домик с толщиной стенок 4-5 *см* уменьшает фон в два-три раза. Для уменьшения рассеяния бета- и гамма-излучений от стенок домика его внутренняя поверхность покрывается алюминием или плексигласом.

При измерениях активности препаратов, в которых бета-распад сопровождается испусканием гамма-квантов, фон счетчика увеличивается за счет регистрации части гамма-квантов. Для определения суммарного фона измеряемый препарат помещается под счетчик, между препаратом и окошком счетчика помещается пластина из алюминия или плексигласа, поглощающая полностью бета-излучение, но пропускающая почти без ослабления гамма-излучение препарата, и измеряется скорость счета фона  $N_{\phi}$ . Число бета-частиц, попадающих в рабочий объем счетчика в единицу времени, определяется как разность

$$N_{\beta} = N_0 - N_{\phi}. \quad (6.11)$$

*Поправка на телесный угол* определяется как отношение числа частиц, испускаемых в направлении рабочего объема счетчика  $N_{\omega}$ , к полному числу частиц, испускаемых препаратом в единицу времени во всех направлениях, т.е. *активности*  $A$ , так что:

$$N_{\omega} = \omega A. \quad (6.12)$$

При точных измерениях необходимо также учитывать поправку на поглощение частиц в воздухе и материале окошка счётчика. В условиях данной работы эти потери потока частиц пренебрежимо малы, так что можно принять  $N_{\omega} = N_{\beta}$ .

Обычно радиоактивные препараты изготавливаются в виде дисков или наносятся тонким слоем круглой формы на подложку. Поправка на телесный угол при измерении активности круглого препарата с помощью торцового счетчика (центр препарата находится на оси счетчика, плоскость препарата перпендикулярна к ней) может быть найдена из таблицы 1.

Таблица 1.

Таблица для определения поправки на телесный угол при измерении активности с помощью торцового счетчика ( $r_{ок}$  - радиус окошка счетчика,  $r_{преп}$  - радиус препарата,  $h$  - расстояние от окошка счетчика до препарата)

$r_{преп} / r_{ок}$	0,75	1,0	1,25	1,5
$h / r_{ок}$				
0,0	0,500	0,500	0,320	0,227
0,1	0,428	0,419	0,286	0,213
0,2	0,364	0,345	0,253	0,187
0,4	0,264	0,240	0,197	0,159
0,5	0,230	0,206	0,175	0,145
0,6	0,190	0,181	0,158	0,133
0,8	0,155	0,143	0,127	0,112
1,0	0,122	0,115	0,102	0,0870

Для нахождения поправки нужно знать отношение радиуса препарата  $r_{преп}$  к радиусу окошка счетчика  $r_{ок}$  (что определит столбец таблицы) и отношение расстояния от окошка счетчика до препарата  $h$  к радиусу окошка счетчика  $r_{ок}$  (что определит строку таблицы). Обычно для точного определения поправки необходимо воспользоваться методом линейной интерполяции.

Таким образом, для определения с помощью счетчика активности тонкого препарата по бета-излучению необходимо сначала измерить скорость счета от препарата с фоном  $N$ . При  $N > 100$  *имп/с* ввести поправку на разрешающее время и определить скорость поступления частиц в счетчик  $N_0$  с помощью формулы (6.10). При  $N < 100$  *имп/с* можно считать  $N$  равным  $N_0$ . Измерить фон установки  $N_{\phi}$  и определить число бета-частиц, попадающих в единицу времени в рабочий объем счетчика  $N_{\beta} = N_0 - N_{\phi}$ . После определения по таблице 1 поправки на телесный угол  $\omega$ , полное число бета-частиц, испускаемых препаратом в единицу времени по всем направлениям, определится выражением:

$$A = \frac{N_{\beta}}{\omega}. \quad (6.13)$$

Последнее выражение определяет полное число бета-частиц, испускаемых препаратом в единицу времени, в том случае, если подложка, на ко-

тору нанесен препарат, имеет настолько малую толщину, что влиянием отражения бета-частиц от подложки на результаты измерений можно пренебречь. Такому условию удовлетворяют подложки с толщиной, меньшей  $1 \text{ мг/см}^2$ . При измерениях активности препаратов, нанесенных на более толстые подложки, кроме перечисленных, необходимо вводить поправку на отражение от подложки.

При достаточно тщательном определении перечисленных выше поправок суммарная ошибка в их определении для тонких препаратов с максимальными энергиями бета-спектров выше  $0,6 \text{ МэВ}$  может не превышать 6-10%. Однако статистический характер самого явления радиоактивного распада приводит к возникновению дополнительной статистической ошибки. При регистрации  $N$  распадов относительная статистическая ошибка  $\delta$  равна  $1/\sqrt{N}$ , поэтому для выполнения измерения с заданной относительной статистической точностью необходимо производить счет импульсов до количества  $N = 1/\delta^2$ . Измерение активности препаратов рекомендуется производить с относительной статистической точностью в 1%. Для достижения такой точности необходимо зарегистрировать  $N = 10000$  импульсов.

Фон можно измерять со статистической точностью на порядок меньшей, если скорость счета бета-частиц превышает скорость счета фона не меньше, чем на два порядка величины. При сравнимых скоростях счета бета-частиц от препарата и фона измерения их должны выполняться с одинаковой статистической точностью.

### **6.1.3. Измерения удельной бета-активности толстого препарата**

В тех случаях, когда имеется возможность выбора из методов измерения бета-активности тонких и толстых препаратов, предпочтение обычно отдается первому, как более точному. Достижение большей точности при измерении бета-активности тонких образцов делается возможным благодаря отсутствию в тонких образцах трудно учитываемых эффектов самопоглощения и саморассеяния. Однако в практике довольно часто возникает необходимость измерения бета-активности образцов с низкой удельной активностью. Такими образцами являются, например, образцы горных пород, почвы, пищевых продуктов, исследуемые на наличие в них естественных или искусственных радиоактивных изотопов. Активность тонких препаратов, изготовленных из таких образцов, оказывается настолько малой, что не превышает естественный фон счетчика и становится трудно измеримой. Для определения бета-активности образцов с низкой удельной активностью применяются толстые препараты. При измерении бета-активности толстых препаратов, кроме всех

поправок, которые вводятся при измерениях бета-активности тонких препаратов, необходимо вводить поправку на самопоглощение и саморассеяние бета-излучения в препарате. Выражение (6.13) полученное выше для определения бета-активности препарата  $A$  по измеренной скорости счета бета-частиц от него  $N_\beta$  дополняется еще одним поправочным коэффициентом и принимает вид:

$$A = \frac{N_\beta}{\omega S}. \quad (6.14)$$

Точный учет саморассеяния и самопоглощения бета-излучения в толстых образцах очень труден. Объясняется это тем, что самопоглощение и саморассеяние зависят от влияния очень многих параметров, наиболее существенными из которых являются: энергия бета-излучения, толщина препарата, телесный угол, эффективный атомный номер препарата и подложки.

Толщину препарата удобно сравнивать с величиной  $\Delta$  – слоем половинного поглощения. Для  $E_{\beta \max} = 1,32 \text{ МэВ}$   $\Delta = 80 \bar{i} \bar{a} / \bar{n} \bar{i}^2$  во всех веществах. *Бесконечно толстыми* называют препараты толщиной  $l\rho$  больше  $3\Delta$ . В данной работе изучается именно такой препарат. Для бесконечно толстых препаратов величина поправки на самопоглощение и саморассеяние может быть найдена из экспериментальной приближенной формулы:

$$S = 1,5 \frac{\Delta}{l\rho}, \quad (6.15)$$

где  $l$  – линейная толщина образца,  $\rho$  - плотность вещества.

Формула (6.15) обеспечивает точность  $\pm 9\%$  при  $\omega \approx 0,04-0,05$ . Поправку на отражение от подложки при измерениях препаратов толщиной  $l\rho$  больше  $3\Delta$  вносить не следует, так как отраженное от подложки бета-излучение практически полностью поглощается в самом препарате. В этом случае выражение (6.14) принимает вид:

$$A = \frac{N_\beta l\rho}{1,5\omega\Delta}. \quad (6.16)$$

Удельная бета-активность (активность 1  $g$  радиоактивного вещества) «бесконечно толстого» образца с массой  $m$  ( $g$ ) площадью  $\Sigma$  ( $cm^2$ ) и толщиной  $l\rho$  ( $g/cm^2$ ) - определится выражением:

$$a = \frac{A}{m} = \frac{A}{\Sigma l\rho} = \frac{N_\beta}{1,5\omega\Delta\Sigma} \text{ расч./с.g}. \quad (6.17)$$

Выражение (6.17) показывает, что для определения удельной бета-активности вещества, слой половинного поглощения бета-излучения которого известен, достаточно приготовить из него препарат толщиной  $l\rho$  больше  $3\Delta$  и известной площадью  $\Sigma$ , измерить скорость счета бета-частиц от препарата  $N_\beta$  и определить поправку на телесный угол  $\omega$ . В знании толщины и массы препарата нет нужды.

Формулы (6.16) и (6.17) определяют активность  $A$  и удельную активность  $a$  препарата из соли калия. Эта активность создается радиоизотопом калий-40 (см. схему распада калия-40 на рис. 6.2), поэтому

$$A = am = a_{40}m_{40}, \quad (6.18)$$

где  $a_{40}$  и  $m_{40}$  - удельная активность и масса калия-40 в препарате. При этом доля калия в препарате  $KBr$  равна  $\frac{39,1}{39,1 + 79,9} = 0,33$ . Доля калия-40 в природном калии составляет 0,000119. Следовательно, масса калия-40 в образце  $KBr$  массой  $m$  равняется

$$m_{40} = 0,33 \cdot 0,000119m = 3,9 \cdot 10^{-5} m.$$

Тогда, в соответствии с (6.18),

$$a_{40} = a \frac{m}{m_{40}} = a \frac{m}{3,9 \cdot 10^{-5} m} = 0,26 \cdot 10^5 a. \quad (6.19)$$

С другой стороны, по определению удельной активности

$$a_{40} = \frac{A}{m_{40}} = \frac{\lambda N_{40}}{m_a N_{40}} = \frac{\lambda}{m_a} = \frac{\lambda}{\mu_{40}} N_A, \quad (6.20)$$

где  $N_{40}$  - число радиоактивных атомов с массой  $m_a$ ,  $\mu_{40} = 40 \text{ г/моль}$  - молярная масса калия-40,  $N_A$  - число Авогадро. Тогда период полураспада

$$T = \frac{0,693}{\lambda} = \frac{0,693 N_A}{a_{40} \mu_{40}} = \frac{0,693 N_A}{\mu_{40} \cdot 0,26 \cdot 10^5 a}. \quad (6.21)$$

Среди радиоактивных изотопов встречается довольно значитель-

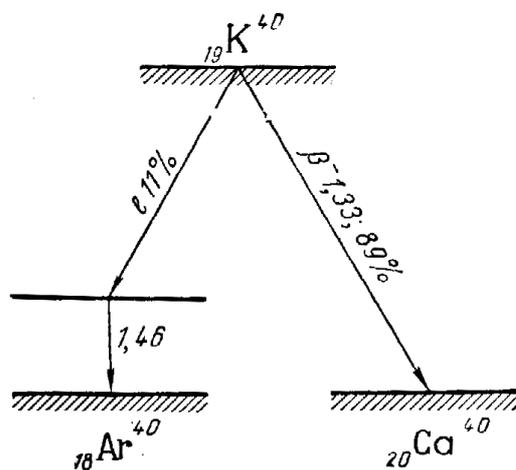


Рис. 6.2. Схема распада

ное число таких изотопов, активность которых остается практически неизменной в течение многих лет, а для некоторых – даже в течение тысячелетий. Периоды полураспада таких изотопов не могут быть определены по скорости убывания их активности. Однако при наличии препарата с известным радиоизотопом задача определения периода полураспада не представляет большой сложности: она сводится к задаче определения удельной активности радиоизотопа.

## 6.2. ИЗМЕРЕНИЯ

### 6.2.1. Экспериментальная установка

Работа выполняется на установке, схема которой приведена на рис. 6.3.

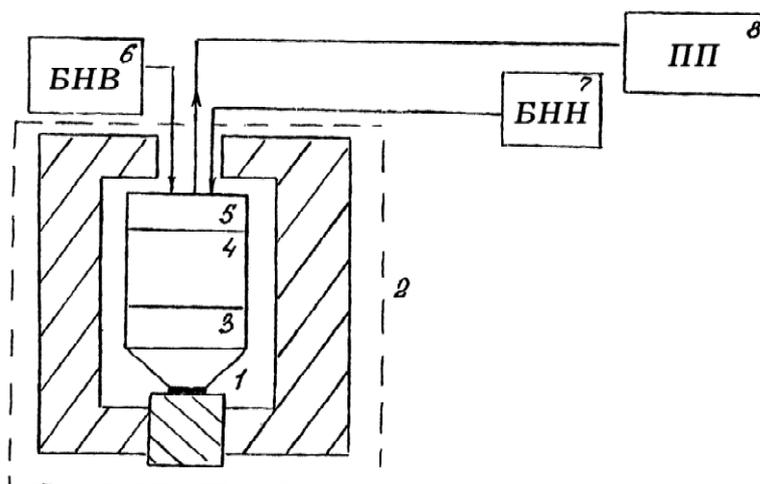


Рис.6.3. 1 - радиоактивный препарат; 2 - свинцован защита; 3 - сцинтиллятор; 4 - ФЭУ; 5 - предусилитель; 6 - блок высоковольтного напряжения БНВ; 7 - блок низковольтного напряжения БНН; 8 - пересчетный прибор.

Основой установки является бета-радиометр РУБ-01 или блок детектирования электронов БДБСЗ-1еМ. Высокое напряжение к сцинтилляционному детектору, входящему в состав блока БДБСЗ-1еМ, подается от источника БНВ-30-01. Для питания предусилителя используется источник 591-89. Импульсы, образующиеся в детекторе, регистрируются пересчетным прибором ПС02--5.

### 6.2.2. Порядок выполнения работы

1. Ознакомьтесь с экспериментальной установкой и проверьте работоспособность приборов.

2. Подайте на счетчик высокое напряжение от высоковольтного выпрямителя. Величину рабочего напряжения определите по счетной характеристике счетчика, выбрав рабочую точку на середине плато.

3. Получите у лаборанта толстый препарат (таблетку) соли  $KBr$ .

4. Поместите образец под счетчик на расстоянии от него около 2 см. Проведите измерение скорости счета от препарата и скорости счета фона с относительной статистической точностью 3%.

5. Используя таблицу 1, определите поправку на телесный угол  $\omega$ . Используя выражение (6.17), определите удельную бета-активность соли калия, а затем вычислите удельную активность калия-40.

6. Вычислите период полураспада калия-40. Оцените погрешность измерения.

### Контрольные вопросы

1. Охарактеризуйте известные Вам виды радиоактивности.
2. Расскажите о законе радиоактивного распада.
3. Что такое активность и удельная активность?
4. В чем смысл поправок: на разрешающее время счетчика; на телесный угол; на фон; на самопоглощение в препарате?
5. Как обеспечить заданную статистическую погрешность измерений?
6. Как определить удельную активность радиоизотопа, если измерена активность препарата?
7. Как определить период полураспада радиоизотопа, если измерена активность препарата.
8. Вычислите активность тела человека массой 70 кг, если известно, что массовая доля природного калия в организме человека составляет 0,002.

## Литература

1. Сивухин Д.В., Общий курс физики. Атомная и ядерная физика. Том 5. Атомная и ядерная физика [Электронный ресурс] : Учеб. пособие для вузов / Сивухин Д. В. - 3-е изд., стер. - М. : ФИЗМАТЛИТ, 2008. - 784 с. - ISBN 978-5-9221-0645-0 - Режим доступа: <http://www.studentlibrary.ru/book/ISBN9785922106450.html>
2. Савельев, Игорь Владимирович. Курс физики : учебник для вузов : в 3 т. Т. 3 : Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твердого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц / Савельев Игорь Владимирович. - Москва : Наука, 1989. - 301 с.
3. Иродов, Игорь Евгеньевич. Задачи по общей физике : учеб. пособие для вузов / Иродов Игорь Евгеньевич. - 7-е изд., стер. - Москва : БИНОМ : Лаборатория знаний, 2007. - 431 с.
4. Мухин Константин Никифорович. Экспериментальная ядерная физика : учебник : в 2 т. Т. 2 : Физика элементарных частиц / Мухин Константин Никифорович. - 4-е изд., перераб. и доп. - Москва : Энергоатомиздат, 1983. - 374 с
5. Калашников Евгений Гаврилович. Ядерная физика : метод. указания к работам практикума по ядер. физике / Е. Г. Калашников. - Ульяновск : УлГУ, 2000. - 98 с.