

Предисловие

Методы и приборы регистрации ионизирующих излучений являются самостоятельной научно-практической областью, на достижениях которой основываются успехи в других сферах научной и производственной деятельности. В частности, развитие ядерной энергетики, применение источников ионизирующих излучений в различных исследованиях, медицине и промышленности, обеспечение гарантий нераспространения ядерных и радиоактивных материалов требуют постоянного совершенствования аппаратуры и методов исследования полей ионизирующих излучений, методов качественного и количественного анализа и изучения радиационных характеристик источников излучения. При использовании ядерной энергетики необходим тщательный контроль радиационной безопасности персонала, обслуживающего АЭС и другие сооружения и установки, где используются источники ионизирующих излучений, а также радиационный мониторинг окружающей среды и населения, проживающего в районах их расположения.

Использование любых ядерно-физических технологий требует специальных знаний, технических средств для наблюдения и измерения параметров ионизирующих излучений. Известно достаточно много методов регистрации ионизирующих излучений, однако любые приборы и устройства, работа которых основывается на таких методах, имеют свою ограниченную область применения и позволяют получать информацию только о конкретном наборе характеристик излучений. Для успешной деятельности в отмеченных выше областях применения ионизирующих излучений необходимо хорошо знать возможности приборов и особенности их использования с целью получения нужной информации.

Целью учебного пособия «Регистрация ионизирующих излучений», предназначенного для студентов, обучающихся по специальности «Ядерная физика и технологии», является изучение физических принципов работы, конструкции и функционирования основных типов устройств, используемых при регистрации и измерении характеристик ионизирующих излучений.

Подбор материала пособия обеспечивает обучающихся необходимыми базовыми знаниями, а также информацией, имеющей максимальное прикладное значение. Изложение материала доступно для аудитории, специальная подготовка которой в ядерной области минимальна и ограничивается общим курсом «Ядерная физика». В то же время из-за отсутствия белорусских изданий, посвященных рассмотрению методов и приборов для регистрации ионизирующих излучений, в пособии дается информация монографического характера, представляющая интерес для инженеров и научных сотрудников, разрабатывающих или эксплуатирующих аппаратуру физической защиты, учета и контроля ядерных материалов, а также физической ядерной безопасности.

В первой главе рассматриваются физические процессы взаимодействия ионизирующих излучений с рабочим веществом детекторов, сведения о которых необходимы для понимания принципов работы и особенностей различных детекторов.

Во второй и третьей главах излагаются физические принципы действия, а также конструктивные особенности и характеристики газовых и полупроводниковых детекторов ионизирующих излучений, знание которых представляется важным для инженеров-физиков и работников многих других специальностей, связанных с радиоактивными излучениями.

Сцинтилляционный метод регистрации излучений является одним из наиболее используемых в различных отраслях науки, технике и медицине. Поскольку эксплуатационные характеристики сцинтилляционных детекторов во многом определяются сцинтиллятором и используемым фотоприемником, регистрирующим сцинтилляции, в четвертой главе рассматриваются физические процессы, происходящие в неорганических, органических, пластмассовых и наносцинтилляторах при поглощении излучения, приводится обзор основных свойств как традиционных, так и новых сцинтилляционных материалов.

Фотоэлектрические явления, происходящие в различных типах вакуумных и твердотельных фотоприемников при регистрации ионизирующих излучений и определяющие их характеристики, а также влияние на них внешних воздействующих факторов, излагаются в пятой главе.

В шестой главе раскрываются особенности использования сцинтилляционных детекторов для дозиметрии, радиометрии, спектрометрии и временных измерений, приводятся их характеристики, анализируются способы их улучшения и стабилизации параметров измерительных трактов, дается информация об особенностях применения в различных условиях.

Трековые и другие детекторы рассматриваются в седьмой главе, а применение детекторов для целей дозиметрии, радиометрии, спектрометрии различных видов ионизирующего излучения – в восьмой главе.

Автор выражает благодарность заведующему кафедрой ядерной физики Белорусского государственного университета кандидату физико-математических наук, доценту А.И. Тимошенко, инициировавшему написание этого пособия, и кандидату физико-математических наук, доценту М.Д. Дежурко, любезно согласившемуся прочитать рукопись пособия и сделавшему ряд ценных замечаний. Автор выражает также благодарность рецензентам: кандидату физико-математических наук, доценту П.Г. Кужиру и кандидату технических наук В.А. Кожемякину за полезные замечания и советы.

Глава 1. Физические принципы регистрации ионизирующих излучений

1.1. Виды излучений

Ионизирующим излучением называется поток частиц или квантов электромагнитного излучения, взаимодействие которых с веществом приводит к ионизации атомов. Такие излучения возникают в атомных и ядерных процессах – самопроизвольных или вынужденных превращениях электронных оболочек или ядер атомов. Кроме того, они могут быть получены с помощью ускорителей или присутствовать в космических лучах.

Данные излучения в зависимости от массы и заряда можно подразделить на четыре группы:

- тяжелые заряженные частицы;
- легкие заряженные частицы;
- фотонное излучение: рентгеновское и гамма-излучения;
- нейтронное излучение.

Для специалистов по разработке и эксплуатации дозиметрической аппаратуры наибольший практический интерес представляет интервал энергий излучений от нескольких килоэлектронвольт до 10–20 МэВ. Исключением будут нейтроны, энергия которых может уменьшаться до тепловых значений порядка сотых долей электронвольта, однако энерговыделение при взаимодействии таких нейтронов с ядрами вещества попадает в указанный диапазон энергий. Этот диапазон можно условно назвать «ядерным», поскольку основные процессы ядерных превращений соответствуют именно этому интервалу энергий.

Конечно, существуют излучения и меньших, и больших энергий. Методы и устройства их регистрации могут отличаться весьма существенно.

В *первую группу* в основном входят альфа-частицы, а также протоны, многозарядные ионы и осколки деления. Основным механизмом взаимодействия с веществом таких частиц являются ионизационные потери энергии. В «ядерном» диапазоне энергий эти частицы будут нерелятивистскими, что обуславливает высокую плотность ионизационных потерь и, соответственно, малые значения пробегов таких частиц в веществе. К первой группе также можно отнести нерелятивистские мюоны и заряженные пи-мезоны вторичных космических лучей, однако для большинства практических измерений такие частицы существенной роли не играют.

Ко *второй группе* относятся только электроны и позитроны, в том числе и бета-частицы радионуклидов. Основным механизмом взаимодействия с веществом в указанном диапазоне энергий для них являются ионизационные потери, однако радиационные потери растут с увеличением энергии и могут играть существенную роль. Поскольку в «ядерном» диапазоне энергий эти частицы могут быть релятивистскими, плотность их ионизационных потерь уменьшается, а пробеги в веществе увеличиваются. В отличие от частиц первой

группы в случае легких заряженных частиц кулоновское рассеяние оказывает сильное влияние на направление их движения. Для позитронов, как для античастиц, имеется особый вариант взаимодействия — аннигиляция, приводящая к исчезновению позитронов и появлению аннигиляционного гамма-излучения.

Первые две группы частиц представляют непосредственное ионизирующее излучение, так как непосредственно ионизируют атомы среды при столкновениях, если их кинетическая энергия достаточна для ионизации. Они выбивают орбитальные электроны из атомов при кулоновском взаимодействии.

К *третьей группе* — фотонному ионизирующему излучению — относятся рентгеновское и гамма-излучения различной природы: 1) гамма-излучение, коротковолновое электромагнитное излучение с длиной волны $\lambda < 10^{-10}$ м, ярко выраженными корпускулярными и слабо выраженными волновыми свойствами, представляющее собой поток частиц — гамма-квантов (фотонов) с энергией $\epsilon_\gamma = h\nu$ (ν — частота излучения, h — постоянная Планка), большей 100 кэВ, возникающее при изменении энергетического состояния атомных ядер, при ядерных превращениях или при аннигиляции частиц; 2) тормозное излучение, возникающее при торможении высокоэнергетических заряженных частиц в кулоновском поле ядер в веществе, характеризуемое сплошным энергетическим спектром, с максимальной энергией ϵ_γ , равной энергии заряженной частицы; 3) характеристическое излучение с дискретным энергетическим спектром, возникающее при изменении энергетического состояния электронов атома; 4) рентгеновское излучение, состоящее из тормозного и/или характеристического излучения.

Рентгеновское излучение — электромагнитные волны, занимающие спектральную область между гамма- и ультрафиолетовым излучениями, что соответствует длинам волн от 10^{-12} до 10^{-7} м, энергия кванта от 10 эВ до десятка мегаэлектронвольт. Энергетические диапазоны рентгеновского и гамма-излучений перекрываются в широкой области энергий. Четкая граница между гамма- и рентгеновским излучениями не определена. Оба типа излучения имеют электромагнитную природу и при одинаковой энергии квантов эквивалентны, поэтому такое разделение условно. Терминологическое различие заключается только в способе возникновения: рентгеновское излучение образуется при участии свободных электронов или электронов в атомах, а гамма-излучение испускается в результате переходов ядер из возбужденных состояний, при протекании ядерных реакций.

Основными механизмами взаимодействия в «ядерном» диапазоне энергий фотонного излучения являются фотоэффект, комптоновское рассеяние и образование электрон-позитронных пар. На вероятностный выбор варианта взаимодействия определяющее влияние оказывают как энергия квантов, так и порядковый номер атомов вещества, с которым происходит взаимодействие. Смысл понятия «пробег» для частиц третьей группы меняется и означает среднее расстояние, проходимое квантом до очередного однократного акта взаимодействия. Во всех актах взаимодействия появляются частицы, отнесенные к второй группе.

Четвертую группу частиц представляют нейтроны различных энергий. В отличие от первых трех групп излучений основное взаимодействие с веществом для них происходит не электромагнитным способом, а посредством особого ядерного взаимодействия. Однократные акты взаимодействия нейтронов с ядрами атомов вещества приводят к двум вариантам: рассеянию нейтрона или же ядерному процессу с вылетом различных частиц, отнесенных к первой, третьей или даже к четвертой группе. Понятие «пробег» для нейтронов аналогично пробегу для взаимодействия гамма-квантов и сильно зависит от их энергии и нуклонов, входящих в состав атомов вещества.

Регистрацию других элементарных частиц рассматривать не будем по двум причинам: они либо имеют очень малое время жизни и в результате распада превращаются в частицы уже перечисленных четырех групп, либо являются стабильными (например, нейтрино), но очень слабо взаимодействуют с веществом и поэтому не находят практического применения.

Косвенное ионизирующее излучение состоит из нейтральных частиц с нулевым электрическим зарядом — нейтронов, нейтральных мезонов или квантов рентгеновского и гамма-излучений, создающих непосредственно ионизирующее излучение и/или вызывающих ядерные превращения. Энергия этих частиц в результате взаимодействия со средой передается вначале заряженной частице (электрону, протону, альфа-частице, ядру отдачи и др.), а затем эти вторичные частицы уже производят ионизацию атомов и/или вызывают ядерные реакции.

К *корпускулярному излучению* относится ионизирующее излучение, состоящее из частиц с массой покоя, отличной от нуля, т.е. альфа- и бета-частицы, нейтроны, протоны, мезоны и др.

Под *первичным ионизирующим излучением* понимается излучение, которое в рассматриваемом процессе взаимодействия со средой является исходным или принимается за исходное. *Вторичное ионизирующее излучение* возникает в результате взаимодействия первичного излучения с данным веществом.

Энергия, потерянная излучением в веществе и отнесенная к единице пути в граммах на 1 см^2 , практически не зависит от агрегатного состояния вещества (газ, жидкость или твердое тело). Поглощение энергии любого вида излучений в веществе приводит к ряду явлений, которые используются для регистрации излучений.

1.2. Взаимодействие ионизирующего излучения с веществом

Механизм взаимодействия излучения с поглощающим веществом состоит в том, что частицы, пролетая сквозь вещество, взаимодействуют с атомами, из которых оно состоит, т.е. электронами и атомными ядрами (или нуклонами ядер). Характер взаимодействия излучения зависит от его вида, энергии, плотности потока, а также от физических и химических свойств самого вещества. Ядерные реакции с веществом происходят при взаимодействии с нейтронным излучением. Заметное протекание ядерных реакций на ядрах атомов вещества возможно лишь при значительных потоках частиц больших энергий (более

1,02 МэВ) и при наличии в веществе ядер с большими сечениями ядерных реакций. В большинстве же случаев заряженные частицы взаимодействуют с электронными оболочками всех атомов вещества, за счет чего передают веществу свою энергию. Энергия излучения, переданная веществу, это разность между суммарной энергией всех заряженных и незаряженных частиц (без учета энергии покоя), входящих в данный объем вещества, и суммарной энергией всех частиц, выходящих из этого объема, плюс изменение энергий, связанное с массой покоя частиц при ядерных превращениях, происходящих в объеме. При этом рассматриваются три основных механизма потери энергии заряженной частицей: ионизация, возбуждение и торможение.

Ионизация атомов представляет собой процесс превращения нейтральных атомов среды под действием ионизирующего излучения в заряженные частицы – электроны и ионы, т.е. образование пары ионов. В этом процессе из нейтрального атома выбиваются электроны, и он становится ионом. Энергия, необходимая для отрыва электрона, называется *энергией ионизации*. Комбинация выбитого электрона и ионизированного атома называется ионной парой. В различных материалах на образование ионной пары необходима энергия 30–40 эВ. Эта энергия называется *энергией образования пары ионов*. Часть этой энергии идет на ионизацию молекулы, а остальная – на возбуждение и упругие столкновения. Ионизации также могут подвергаться положительные ионы, что приводит к увеличению кратности их заряда. Нейтральные атомы и молекулы в особых случаях также могут присоединять электроны, образуя отрицательные ионы.

Для количественной оценки ионизации атомов вводят понятия полной ионизации и линейной плотности ионизации.

Полная ионизация N_{π} – это количество пар ионов, образованных ионизирующим излучением на всем пути в веществе:

$$N_{\pi} = E/\epsilon, \quad (1.1)$$

где E – энергия ионизирующего излучения; ϵ – энергия образования пары ионов.

Линейная плотность ионизации N_L (удельная ионизация) – это количество пар ионов, образованных ионизирующим излучением на единице пути:

$$N_L = N_{\pi}/R = E/\epsilon R, \quad (1.2)$$

где N_{π} – полная ионизация пар ионов; R – линейный пробег.

Удельная ионизация, создаваемая, например, гамма-излучением, приблизительно в $5 \cdot 10^4$ раз меньше удельной ионизации от альфа-частиц и в 50 раз меньше удельной ионизации от бета-частиц такой же энергии.

Возбуждение атомов – это механизм потери энергии, являющийся следствием кулоновского взаимодействия между заряженной частицей и электронами атома. Если при ионизации удаление электронов с орбиты происходит путем их выбивания из нейтрального атома, то при возбуждении электро-

ну передается энергия, недостаточная для его выбивания, в результате чего электрон переходит на более высокий энергетический уровень, при этом он удерживается атомом и нейтральность атома не нарушается. Этот процесс не ведет к образованию ионных пар и к появлению свободных зарядов в веществе. При переходе электрона на прежнюю орбиту испускается характеристическое излучение. На каждую образованную пару ионов при ионизации атома приходится примерно два-три возбужденных атома. Потери энергии при ионизации и возбуждении атомов называются *ионизационными потерями*.

Заряженные частицы, пролетая вблизи ядра атомов поглотителя, тормозятся в поле ядра, меняют направление своего движения и теряют часть своей энергии, испуская тормозное излучение. Тормозное излучение имеет непрерывный спектр, энергетический диапазон которого входит в диапазон рентгеновских лучей. Анализ процесса потери энергии на тормозное излучение показывает, что эти потери прямо пропорциональны энергии заряженной частицы и квадрату атомного номера поглотителя и обратно пропорциональны квадрату массы заряженной частицы.

Тормозная способность — это средняя энергия, теряемая заряженной частицей на единице своего пути; показывает скорость потерь энергии заряженной частицей в поглотителе ($S = dE/dl$), зависит от заряда и атомного номера Z и плотности ρ вещества поглотителя ($S = S(Z, \rho)$).

Линейная передача энергии заряженных частиц в поглощающем веществе — отношение средней энергии dE , переданной поглощающему веществу движущейся заряженной частицей вследствие столкновений при перемещении ее на расстояние dl , к этому расстоянию:

$$L = dE/dl. \quad (1.3)$$

В общем случае при столкновении заряженной частицы массой m_a и зарядом Z_a с атомом среды она может испытывать упругое и неупругое рассеяние. *Упругое рассеяние частиц* — процесс столкновения частиц, в результате которого меняются только их импульсы, происходит без изменения внутреннего состояния сталкивающихся частиц. *Неупругое рассеяние частиц* сопровождается изменением их внутреннего состояния (ионизацией и возбуждением атомов), превращением в другие частицы или дополнительным рождением новых частиц. За счет процессов упругого и неупругого рассеяния в веществе энергия частицы уменьшается и ее движение замедляется.

Таким образом, ионы, выбитые электроны и возбужденные молекулы — это то, что в первый момент оставляют заряженные частицы на своем пути в веществе. Время жизни этих первичных продуктов действия ионизирующего излучения на вещество крайне мало — 10^{-12} – 10^{-6} с и лишь в некоторых случаях несколько больше, однако их существование надежно доказано, а поведение может быть изучено экспериментально.

Чтобы понять разницу в характере взаимодействия и потерь энергии между тяжелыми и легкими заряженными частицами, необходимо рассмотреть процесс упругого рассеяния частицы массой m_a , зарядом Z_a и кинетической энергией E_0

на покоящейся частице массой m_A и зарядом Z_A и оценить величину передаваемой при упругом столкновении энергии в зависимости от масс сталкивающихся частиц и энергии налетающей частицы. Из законов сохранения энергии и импульса следует, что максимальная энергия, переданная падающей частицей, равна

$$E_A^{\text{макс}} = 2m_a c^2 E_0 (E_0 + 2m_A c^2) / (m_A c^2 + m_a c^2) + 2E_0 m_a c^2, \quad (1.4)$$

где $E_i = E_i^{\text{п}} - m_i c^2$ – кинетическая энергия i -й частицы; $E_i^{\text{п}}$ – полная энергия i -й частицы; $m_i c^2$ – энергия покоя i -й частицы; E_0 – кинетическая энергия падающей частицы до рассеяния; E_a – кинетическая энергия рассеянной частицы; E_A – кинетическая энергия отдачи.

Это значит, что при одном столкновении падающая частица может передать покоящейся энергии от 0 до $E_A^{\text{макс}}$. Рассмотрим несколько важных случаев.

1. Сталкиваются частицы сравнимых масс, пусть $m_a = m_A$, например два электрона. В этом случае, согласно формуле (1.4), $E_A^{\text{макс}} = E_0$ независимо от энергии налетающей частицы, т.е. при одинаковых массах взаимодействующих частиц налетающая частица может потерять при однократном упругом столкновении любую энергию от нуля до всей своей кинетической энергии.

2. Сталкиваются частицы, массы которых сильно различаются, причем не имеет значения, $m_a \gg m_A$ или, наоборот, $m_a \ll m_A$. Анализ формулы (1.4) показывает, что в этом случае максимально возможная передача энергии существенно зависит от энергии налетающей частицы. В нерелятивистском случае (E_0 много меньше энергии покоя частицы) из формулы (1.4) следует

$$E_A^{\text{макс}} \sim 4 m_a E_0 / (m_a + m_A)^2$$

и при $m_a \ll m_A$

$$E_A^{\text{макс}} \sim 4 m_a E_0 / m_A \ll E_0. \quad (1.5)$$

Если налетающая частица, например, протон, а покоящаяся – электрон, т.е. $m_a = m_p$ и $m_A = m_e$, то $m_a \gg m_A$ и $E_{\delta}^{\text{макс}} > E_p / 500$; для альфа-частицы $E_{\delta}^{\text{макс}} > E_{\alpha} / 2000$.

Электроны с энергией $E_{\delta}^{\text{макс}}$ большей, чем энергия, необходимая для ионизации среды, – это дельта-электроны. Они, распространяясь в веществе, в свою очередь ионизируют атомы.

Итак, в нерелятивистском случае при столкновении частиц сравнимых масс возможна любая потеря энергии, вплоть до всей, при однократном соударении, но при взаимодействии частиц с существенно различными массами потеря энергии при столкновении происходит только малыми порциями, т.е. процесс замедления тяжелой частицы при взаимодействии с легкими происходит почти непрерывно.

Рассеяние частицы на электронах атома приводит к неупругим потерям энергии на возбуждение и ионизацию атома, однако направление движения частицы при этом остается практически неизменным.

Таким образом, траектория тяжелой частицы при прохождении через вещество близка к прямолинейной, и характер замедления может рассматриваться как непрерывный процесс. В то же время траектория легкой частицы в веществе может существенно отличаться от прямой, и энергия теряется порциями в среднем много большими, чем в случае тяжелой частицы.

Перечисленные различия в характере траектории и потерь энергии для тяжелых и легких частиц дают основание разделить заряженные частицы на тяжелые и легкие и рассматривать их прохождение через вещество по отдельности.

Прохождение тяжелых заряженных частиц через вещество. Столкновения тяжелых частиц с ядрами очень редки, так как ядро занимает относительно малый объем в атоме. Поэтому они мало влияют на торможение тяжелых частиц веществом. В результате взаимодействия быстрой заряженной частицы с атомом вещества электрон получает дополнительную энергию и переходит на один из удаленных от ядра энергетических уровней или покидает атом — происходит возбуждение или ионизация атома. Поскольку масса налетающей частицы много больше массы электрона, в каждом акте ионизации частица теряет только малую долю своей энергии. Поэтому ионизационные потери энергии в первом приближении можно рассматривать как непрерывный процесс, который количественно можно описать *удельными ионизационными потерями энергии* — средними потерями энергии частицей на ионизацию на единице длины пути.

Выражение для ионизационных потерь энергии с достаточно хорошей точностью получено при условии, что:

- 1) применимо классическое описание процесса столкновения;
- 2) скорость падающей частицы V много больше скорости электрона в атоме V_e , что позволяет считать электрон покоящимся в процессе столкновения;
- 3) энергия налетающей частицы много больше энергии связи электрона в атоме, поэтому электроны считают свободными.

Тогда для удельных потерь энергии на ионизацию и возбуждение атомов поглощающей среды (ионизационные потери) для тяжелой заряженной частицы (например, протона или альфа-частицы) при энергиях $E_0 > 0,1$ МэВ получена формула

$$(-dE/dx)_{\text{ион}} = 4\pi e^4 z^2 Z n B / m_0 V^2, \quad (1.6)$$

где z — заряд протона или альфа-частицы; Z — порядковый номер поглотителя; n — число атомов в 1 см^3 вещества; B — коэффициент торможения; m_0 — масса покоя электрона; V — скорость частицы.

Удельная потеря энергии заряженной частицы на ионизацию пропорциональна квадрату заряда частицы, концентрации электронов в среде ($n_e = Zn$), некоторой функции скорости $f(V) \sim 1/V^2$ и не зависит от массы частицы M :

$$(-dE/dx)_{\text{ион}} \sim z^2 n_e f(V). \quad (1.7)$$

Эта универсальная для всех частиц функция в области малых скоростей $\beta \ll 1$ изменяется как $1/\beta^2$, т.е. по мере замедления нерелятивистской частицы ее торможение резко усиливается.

Выражение (1.7) можно переписать, введя в явном виде плотность среды ρ , тогда $n = N_A \rho / A$, где N_A – число Авогадро; A – массовое число:

$$(-dE/dx)_{\text{ион}} \sim N_A \rho Z/A. \quad (1.8)$$

Поскольку Z/A слабо изменяется для большей части таблицы Менделеева, можно считать, что удельные ионизационные потери энергии прямо пропорциональны плотности среды.

Статистический характер процесса ионизации приводит к значительным флуктуациям ионизационных потерь. Флуктуации пар ионов можно описывать распределением Пуассона только в первом приближении. Коррекция отклонения от закона Пуассона осуществляется фактором Фано, который равен отношению реальной дисперсии числа пар носителей заряда к дисперсии по закону Пуассона.

Тяжелые заряженные частицы взаимодействуют в основном с атомными электронами и мало отклоняются от направления своего первоначального движения. Поэтому пробег тяжелой частицы измеряют расстоянием по прямой от источника частиц до точки их остановки. Длина пробега частицы зависит от ее заряда, массы, начальной энергии, а также от свойств среды, в которой движется частица. Эмпирическая формула для среднего пробега моноэнергетических альфа-частиц в воздухе при нормальных условиях:

$$R_\alpha = a E_\alpha^n = 0,318 E_\alpha^{3/2}, \text{ см}, \quad (1.9)$$

где $E_\alpha^n < 9$ МэВ – кинетическая энергия, МэВ.

Для альфа-частиц с большей энергией ($E_\alpha^n < 200$ МэВ)

$$R_\alpha = 0,148 E_\alpha^{1,8}, \text{ м}. \quad (1.10)$$

Несмотря на высокие значения энергий альфа-частиц, их проникающая способность и пробег крайне малы, например пробег альфа-частицы с энергией $E_\alpha = 5$ МэВ в воздухе равен 3,52 см, с $E_\alpha = 30$ МэВ – 68 см, а в мягких тканях человека, в жидких и твердых веществах будет составлять несколько микрон.

Длина пробега альфа-частицы в других средах может быть определена по формуле Брэгга:

$$R_\alpha = A E_\alpha^{3/2} / \rho, \text{ мкм}, \quad (1.11)$$

или по формуле Глессена:

$$R_\alpha = A E_\alpha^{3/2} / \rho Z^{2/3}, \text{ мкм}, \quad (1.12)$$

где A – массовое число; E_α – энергия альфа-частицы, МэВ; ρ – плотность вещества поглотителя, г/см³; Z – порядковый номер вещества.

Распределение числа альфа-частиц параллельного пучка по толщине слоя поглощающего газа (воздуха) представлено на рис. 1.1. Вследствие неоднородности поглощающего энергию альфа-частиц газа не все частицы с равной начальной энергией имеют одинаковый пробег. Более точное определение R_α производится дифференцированием кривой 1, показывающей распределение числа остановившихся альфа-частиц по длине пути l . Координата минимума дифференциальной кривой 2 при $l = R_\alpha$ дает значение среднего пробега альфа-частиц в веществе.

Часто вместо линейного пробега используют массовый пробег заряженной частицы, слабо зависящий от состава вещества поглотителя:

$$R_m = \rho R \approx A/z. \quad (1.13)$$

Поскольку отношение A/z для многих веществ изменяется мало, то и массовый пробег для этих веществ почти постоянен. В конце пробега энергия альфа-частицы становится недостаточной, чтобы производить ионизацию и, присоединив к себе два электрона, она превращается в атом гелия — ионизация прекращается. Чем больше энергия альфа-частицы, тем больше ее пробег и больше образованных пар ионов. Так, альфа-частица ^{210}Po с энергией 5,3 МэВ образует $N_{\text{п}} = E/\varepsilon = 5,3 \cdot 10^6 \text{ эВ} / 33,85 \text{ (эВ/пару)} = 1,57 \cdot 10^5$ пар ионов.

Линейная плотность ионизации также зависит от энергии альфа-частицы, но зависимость обратная — чем меньше энергия частицы, тем больше вероятность взаимодействия ее с орбитальными электронами. Для альфа-частиц ^{210}Po линейный пробег $R = 3,87$ см. Тогда линейная плотность ионизации воздуха $N_L = E/\varepsilon R = 5,3 \cdot 10^6 / (33,85 \cdot 3,87) \approx 4 \cdot 10^4$ пар ионов/см.

Максимального значения удельная ионизация заряженной частицы достигает в конце пробега, особенно резко увеличивается перед ее остановкой в веществе (пик Брэгга) (рис. 1.2). Например, альфа-частица с энергией 4,8 МэВ в воздухе в начале пути образует $2 \cdot 10^4$ пар ионов/см, а в конце пути — $6 \cdot 10^4$ пар ионов/см.

Основная часть ионизации происходит в две стадии. На первой стадии падающая частица непосредственно выбивает из атомов электроны. Это так называемая *первичная ионизация*. Спектр кинетической энергии первичных электронов быстро спадающий: $dN/dE \sim 1/E^2$. Достаточно быстрые из них — δ -электроны, они в свою очередь производят *вторичную ионизацию*.

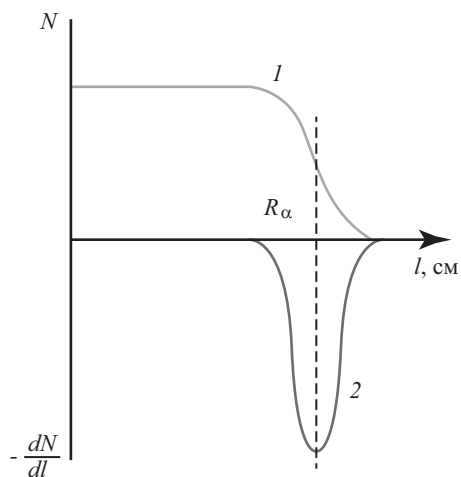


Рис. 1.1. Зависимость числа альфа-частиц от расстояния до источника: 1 — число альфа-частиц на расстоянии l ; 2 — $-dN/dl$ — число альфа-частиц с пробегом l ; R_α — средний пробег альфа-частиц

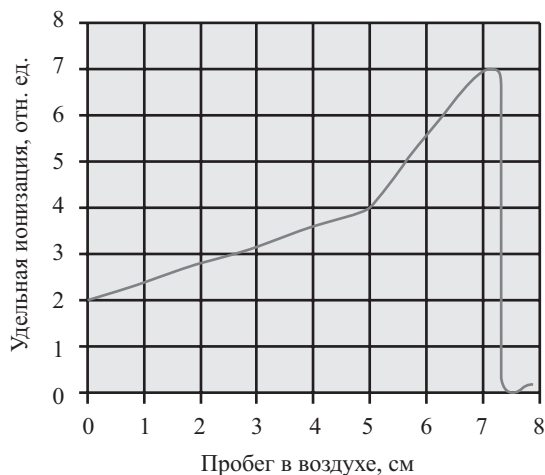


Рис. 1.2. Изменение удельной ионизации при торможении альфа-частиц в воздухе (кривая Брэгга)

Прохождение легких заряженных частиц через вещество. Рассмотрим данное явление на примере бета-частиц. В зависимости от их энергии различают мягкое и жесткое бета-излучение. Бета-частицы (электроны и позитроны), имеющие энергию до нескольких десятков кэВ, называют мягким бета-излучением, а имеющие большую энергию — жестким бета-излучением.

При прохождении быстрых электронов через вещество каждое столкновение с электронами атомов вызывает заметное изменение направления их движения и, как результат, — электромагнитное радиационное излучение электронов. Энергия электронов расходуется на ионизационные и радиационные потери и на рассеяние. Ядерные реакции протекают только при больших (более 20 МэВ) энергиях электронов.

Ионизационные потери бета-частиц, так же как и альфа-частиц, связаны с ионизацией и возбуждением атомов поглотителя, но вероятность взаимодействия бета-частиц с веществом меньше, чем альфа-частиц, так как они имеют в два раза меньший заряд и во много раз меньшую массу по сравнению с альфа-частицами. При ионизации бета-частицы выбивают орбитальные электроны, которые могут производить дополнительную (вторичную) ионизацию. Полная ионизация представляет собой сумму первичной и вторичной ионизации. На 1 мкм пути в веществе бета-частица создает несколько сот пар ионов. Замедленный в веществе электрон останется свободным или захватится атомом и окажется в связанном состоянии, а позитрон аннигилирует.

Ионизационные потери преобладают в области сравнительно небольших энергий бета-частиц:

$$(dE/dx)_{\text{ион}} \approx \rho Z/A. \quad (1.14)$$

Поскольку отношение Z/A можно считать приблизительно постоянным, то, выражая измеряемую толщину поглощающего слоя не в сантиметрах, а в единицах $\rho \cdot \text{см}$, т.е. в $\text{г}/\text{см}^2$, получаем, что величина поглощения бета-излучения

данной энергии будет приблизительно одинаковой для всех веществ поглотителя. По мере увеличения кинетической энергии бета-частиц вклад ионизационных потерь в общие потери энергии уменьшается.

Пролетая вблизи ядра атомов поглотителя, бета-частицы тормозятся в поле ядра и меняют направление своего движения. Уменьшение энергии в результате торможения связано с испусканием тормозного излучения, энергия которого пропорциональна порядковому номеру элемента Z^2 и кинетической энергии электронов. Следовательно, радиационные потери бета-частиц

$$(dE/dx)_{\text{рад}} \sim Z^2 E. \quad (1.15)$$

Для бета-частиц больших энергий (несколько МэВ) отношение радиационных потерь к ионизационным определяется выражением

$$n = (dE/dx)_{\text{рад}} / (dE/dx)_{\text{ион}} = E_{\beta\text{max}} Z / 800, \quad (1.16)$$

где $E_{\beta\text{max}}$ — максимальная энергия для непрерывного спектра бета-частиц или первоначальная энергия моноэнергетических электронов.

С увеличением энергии электронов растут радиационные потери. При определенной энергии радиационные потери соизмеримы с ионизационными. Эта энергия называется *критической*. При равенстве радиационных и ионизационных потерь критическая энергия определяется выражением

$$E_0 = 800/Z, \text{ МэВ}. \quad (1.17)$$

Например, для свинца $E_0 = 800/Z = 800/82 = 10$ МэВ.

Поскольку масса бета-частиц невелика, то для них характерен эффект рассеяния при соударениях с орбитальными электронами атомов вещества поглотителя. При рассеянии энергия бета-частицы теряется большими порциями, в отдельных случаях до половины. С уменьшением энергии частиц и с увеличением атомного номера вещества поглотителя рассеяние увеличивается.

В результате рассеяния в поглотителе путь бета-частиц не является прямолинейным и истинная длина пути в поглотителе превосходит их линейный пробег. Практический интерес представляет не истинный линейный пробег, а эффективный, определяемый минимальной толщиной вещества, измеряемой в направлении исходного пучка электронов и соответствующей их полному поглощению. Удобно использовать массовый коэффициент ослабления $\mu_m = \mu \cdot \rho$ (см²/г). Эффективные массовые пробеги моноэнергетических электронов находят по эмпирическим формулам.

Поглощение бета-частиц со сплошным спектром происходит по экспоненциальному закону:

$$\Phi = \Phi_0 \exp(-\mu d), \quad (1.18)$$

где Φ_0 — первоначальная плотность потока бета-частиц; Φ — плотность потока после прохождения поглотителя толщиной d ; μ — линейный коэффициент ослабления.

Оглавление

ПРЕДИСЛОВИЕ	3
ГЛАВА 1. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИНЦИПЫ РЕГИСТРАЦИИ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ	5
1.1. Виды излучений	5
1.2. Взаимодействие ионизирующего излучения с веществом	7
1.3. Физические принципы регистрации ионизирующих излучений	22
ГЛАВА 2. ГАЗОВЫЕ ДЕТЕКТОРЫ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ	28
2.1. Газовые ионизационные детекторы	28
2.2. Газоразрядные счетчики ионизирующего излучения	41
ГЛАВА 3. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ДЕТЕКТОРЫ	54
3.1. Свойства полупроводниковых детекторов	55
3.2. Принцип действия полупроводниковых детекторов. Типы детекторов	61
ГЛАВА 4. СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ МЕТОД РЕГИСТРАЦИИ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ	79
4.1. Принцип действия сцинтилляционного детектора	79
4.2. Неорганические сцинтилляторы	84
4.3. Новые сцинтилляционные материалы	101
4.4. Органические и пластмассовые сцинтилляторы	109
ГЛАВА 5. ФОТОПРИЕМНИКИ	123
5.1. Фотоэлектронные умножители	123
5.1.1. Конструкции фотоэлектронных умножителей и формирование сигнала	123
5.1.2. Темновой ток и шумы ФЭУ	137
5.1.3. Спектральная чувствительность ФЭУ	141
5.1.4. Временные свойства ФЭУ	143
5.1.5. Влияние внешних полей на характеристики ФЭУ	145
5.1.6. Явления последействия в ФЭУ	150
5.2. Твердотельные фотоприемники	154
5.2.1. Фотодиоды	154
5.2.2. Лавинные фотодиоды	166
5.2.3. Кремниевые фотоэлектронные умножители	172
5.3. Динамический диапазон трактов регистрации сцинтилляций	187

ГЛАВА 6. СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЕ ДЕТЕКТОРЫ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ	194
6.1. Светособирание в сцинтилляционных детекторах	194
6.2. Сцинтилляционные детекторы	205
6.2.1. Сцинтилляционные детекторы для радиометрии	205
6.2.2. Энергетическое разрешение сцинтилляционного детектора	208
6.2.3. Сцинтилляционные детекторы на основе сборки сцинтиллятор-твердотельный фотоприемник.	214
6.2.4. Временные характеристики сцинтилляционных детекторов	221
6.3. Стабилизация спектрометрического тракта сцинтилляционных детекторов	232
6.3.1. Источники нестабильности сцинтилляционных детекторов и способы их компенсации.	232
6.3.2. Стабилизация и калибровка в рабочем режиме измерительных трактов сцинтилляционных детекторов	235
ГЛАВА 7. ТРЕКОВЫЕ И ДРУГИЕ ДЕТЕКТОРЫ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ	238
7.1. Черенковские детекторы	238
7.2. Детекторы переходного излучения	243
7.3. Трековые детекторы	246
7.4. Люминесцентные детекторы	256
7.5. Детекторы прямого заряда	259
7.6. Калориметрические детекторы	262
7.7. Химические детекторы	269
ГЛАВА 8. ПРИМЕНЕНИЕ ДЕТЕКТОРОВ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ	272
8.1. Регистрация ионизирующих излучений в зависимости от вида излучения и решаемой задачи	272
8.2. Дозиметры, радиометры и спектрометры ионизирующего излучения	280
ЛИТЕРАТУРА	285