

Д. К. Топорков

Определение энергии α -частицы по ее пробегу в воздухе

Цель работы: знакомство с явлением естественной радиоактивности, рассмотрение механизма α -распада. Определение длины пробега α -частиц в воздухе.

Оборудование: радиоактивный источник – изотоп плутония ^{239}Pu , полупроводниковый детектор и блоки электроники, форвакуумный насос.

История открытия радиоактивности

Открытие α -радиоактивности вещества явилось началом современной ядерной физики. Известны тридцать α -активных ядер в цепочках последовательных распадов ядер, принадлежащих к урановому, актиниевому и ториевому рядам или семействам.

Напомним вкратце историю открытия естественной радиоактивности. В 1895 году немецкий ученый Вильгельм Конрад Рентген¹ открыл лучи, которые впоследствии были названы его именем.

В первых опытах Рентгена испускание рентгеновских лучей сопровождалось флуоресценцией стеклянных стенок рентгеновской трубки. Были проведены многочисленные опыты и высказано предположение, что флуоресценция всегда сопровождается испусканием рентгеновских лучей.

В опытах использовались фотопластинки, завернутые в черную бумагу, на которые сверху накладывались различные вещества, флуоресцирующие под действием яркого света. Если флуоресценция сопровождалась испусканием рентгеновских лучей, то пластинка чернела. Описывая эту тему в своей книге, Джозеф Д. Томсон² в главе «Лучи Беккереля» на первое место ставит

наблюдение Генри, сделанное в начале 1896 г. над фосфоресцирующим веществом сернистого цинка. Генри выяснил, что цинк, выставленный на солнце, действовал на фотографическую пластинку, завернутую в черную бумагу. Это наблюдение предшествовало опытам Анри Беккереля, целью которых было установить, не сопровождается ли люминесценция рентгеновским излучением. При испытании большого количества веществ Анри Беккерель обнаружил, что некоторые соли урана дают ожидаемый эффект – пластинки чернеют. Однако дополнительные опыты показали, что эффект не был связан с флуоресценцией, так как он наблюдался даже в том случае, когда соли урана не освещались вовсе. В дальнейшем было установлено, что наблюдаемое излучение характерно для всех соединений урана, а наиболее эффективным был металлический уран. При этом оказалось, что характер излучения (например, его интенсивность) не зависит от внешних условий и не меняется со временем. Так было установлено, что наблюдаемый эффект является внутренним свойством атома урана. Свойство атомов (в то время еще не существовало представления об атомном ядре) испускать излучение Пьер и Мария Кюри назвали радиоактивностью, они же вскоре открыли радиоактивность другого тяжелого элемента – тория.

Радиоактивное излучение было проанализировано при помощи опытов по его отклонению в электрическом и магнитном полях и по поглощению в веществе. В 1900 г. Беккерель изучал

¹ Вильгельм Конрад Рентген (правильно Рёнтген, нем. *Wilhelm Conrad Röntgen*; 27 марта 1845 – 10 февраля 1923) – немецкий физик, работавший в Вюрцбургском университете. С 1875 профессор в Гогенгейме, 1876 профессор физики в Страсбурге, с 1879 в Гиссене, с 1885 в Вюрцбурге, с 1899 в Мюнхене. Первый лауреат Нобелевской премии по физике.

² Джозеф-Джон ТОМСОН (Thomson, Joseph John) (18.12.1856 - 30.8.1940) Джозеф-Джон Томсон - английский физик, удостоенный в 1906 г. Нобелевской премии по физике за работы, которые привели к открытию электрона.

отклонение β -лучей в магнитном поле, в 1903 г. он и Эрнст Резерфорд провели опыты по отклонению α -лучей в магнитном поле.

В 1898 г., проводя опыты по радиоактивности тория, Резерфорд поместил бумажный пакетик с окисью тория в трубку, через которую он пропускал воздух. Ему удалось показать, что воздух уносил газообразное вещество, выделяемое торием. Это радиоактивное вещество Резерфорд назвал эманацией. Затем были открыты эманации радия и актиния. Вопрос о природе

В 1913 г. Генри Мозли изучая рентгеновские спектры элементов доказал: порядковый номер элемента в периодической системе численно равен заряду ядра его атома. Но получить высшую научную награду Мозли не довелось: он трагически погиб через два года после своего открытия при высадке английского десанта в проливе Дарданеллы.

Антуан Анри Беккерель (фр. *Antoine Henri Becquerel*; 15 декабря 1852 — 25 августа 1908) — французский физик, лауреат Нобелевской премии по физике и один из первооткрывателей радиоактивности.

Пьер Кюри́ (фр. *Pierre Curie*, 1859—1906) — французский учёный-физик, один из первых исследователей радиоактивности, член Французской АН, лауреат Нобелевской премии по физике за 1903 год.

Мария́ Склодо́вская-Кюри́ (фр. *Marie Curie*, польск. *Maria Skłodowska-Curie*; 7 ноября 1867, Варшава — 4 июля 1934, возле Сансельмоза) — известный физик и химик польского происхождения. Дважды лауреат Нобелевской премии: по физике (1903) и химии (1911). Основала институты Кюри в Париже и в Варшаве. Жена Пьера Кюри, вместе с ним занималась исследованием радиоактивности. Совместно с мужем открыла элементы радий (от лат. *radium* — излучающий) и полоний (от лат. *polonium* (Polonia — лат. «Польша») — дань уважения родине Марии Склодовской).

эманации был довольно туманным до тех пор, пока Резерфорд и Фредерик Содди не доказали окончательно, что эманация — газ. В ноябре 1902 г. они получили эманацию в жидком виде. Конденсация происходила при температуре минус 150 градусов.

Как было сказано выше, радиоактивные элементы, встречающиеся в природе, расположены в виде трех последовательных цепочек, семейств.

Первое семейство называется семейством урана. Оно начинается с α -радиоактивного изотопа урана ^{238}U ($A = 4 \cdot n + 2$), который с периодом полураспада $4.5 \cdot 10^9$ лет превращается в торий ^{234}Th . Торий в свою очередь является β -радиоактивным изотопом и с периодом 24 дня превращается в β -радиоактивный протактиний ^{234}Pa и т. д. Семейство урана содержит радий ^{226}Ra и радиоактивный газ радон ^{222}Rn и заканчивается стабильным изотопом свинца ^{206}Pb .

Второе семейство — семейство актиноурана — начинается с другого α -радиоактивного изотопа урана ^{235}U ($A = 4 \cdot n + 3$), который с периодом полураспада $7 \cdot 10^8$ лет превращается в торий ^{231}Th , испускающий β -частицы и превращающийся в протактиний ^{231}Pa . Этот изотоп, в отличие от ^{234}Pa , является α -радиоактивным и превращается в актиний ^{227}Ac и т. д. Семейство актиноурана, как и семейство урана, содержит радиоактивный газ — эманацию (изотоп ^{219}Em — актинон An) и заканчивается вторым стабильным изотопом свинца ^{207}Pb .

Третье семейство — семейство тория, начинается с α -радиоактивного изотопа тория ^{232}Th ($A = 4 \cdot n$), имеющего период полураспада $1.4 \cdot 10^{10}$ лет и превращается в β -радиоактивный изотоп

радия ^{228}Ra и т. д. Заканчивается это семейство третьим стабильным изотопом свинца ^{208}Pb , что указывает на особую устойчивость ядер свинца, содержащих магическое число протонов – 82.

Из приведенных примеров видно, что в пределах семейства массовые числа или не изменяются совсем, или изменяются на четыре единицы. При этом в первом случае заряд следующего элемента повышается на единицу, а во втором – понижается на две единицы.

Эрнест Резерфорд (англ. *Ernest Rutherford*; 30 августа 1871, Спринг Грув — 19 октября 1937, Кембридж) — британский физик новозеландского происхождения. Известен как «отец» ядерной физики, создал планетарную модель атома. Лауреат Нобелевской премии по химии 1908 года.

Фредерик Содди (англ. *Frederick Soddy*; 2 сентября 1877, Истборн — 22 сентября 1956, Брайтон) — английский радиохимик, член Лондонского королевского общества (1910), лауреат Нобелевской премии по химии (1921).

Эта закономерность, названная правилами смещения, объясняется тем, что радиоактивное превращение сопровождается либо испусканием β -частицы (электрона), в результате чего заряд ядра повышается на единицу, а массовое число остается неизменным, либо испусканием α -частицы, уносящей четыре массовые единицы и двойной заряд. Эти правила, которые были сформулированы в 1913 г. Содди и независимо от него Казимиром Фаянсом, позволяют определить на основе радиоактивного излучения место радиоактивного продукта по отношению к исходному продукту в менделеевской таблице.

Из правил смещения вытекает, что массовые числа членов всех трех семейств описываются следующей формулой

$$A = 4 \cdot n + C, \quad (1)$$

где n – целое число, $C = 2$ для семейства урана ($n > 50$), $C = 3$ для семейства актиноурана ($n > 50$), $C = 0$ для семейства тория ($n > 51$). Обращает на себя внимание отсутствие в природе четвертого семейства с $C = 1$, существование которого в принципе можно было ожидать и которое было открыто после того, как научились искусственно получать изотопы различных элементов.

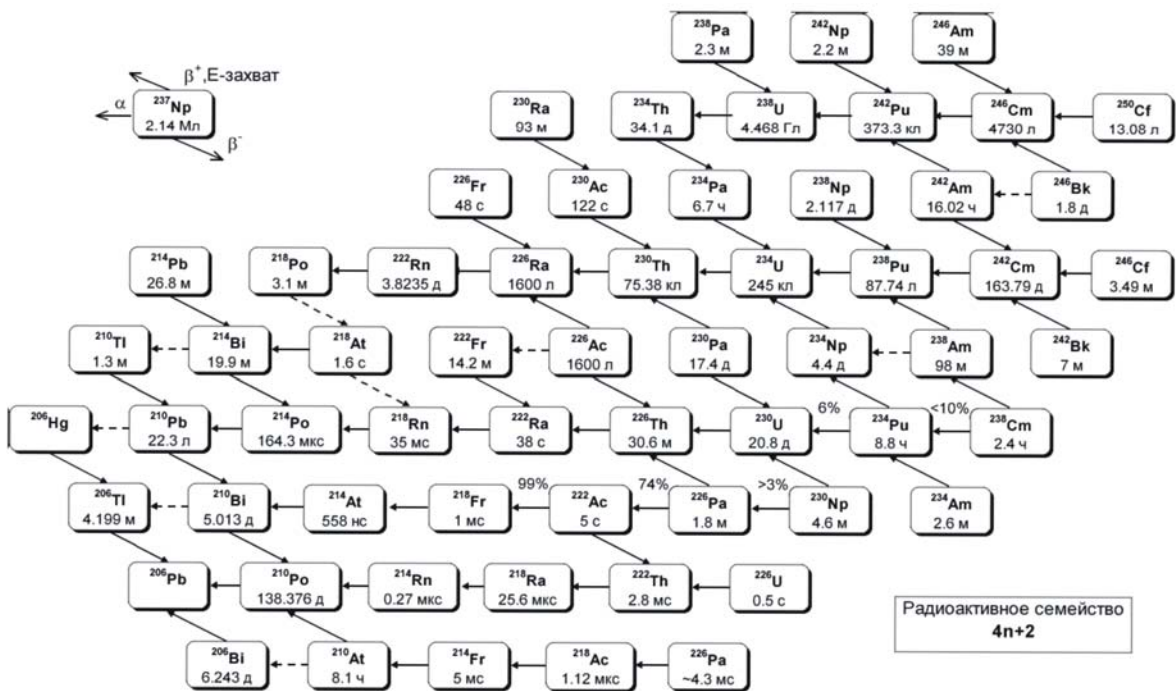


Рис. 1. Радиоактивное семейство урана ($A = 4n + 2$). Если доля распада по данному каналу меньше одного 1 %, то он обозначен штриховой линией. Если доля α -распада больше 1 % и меньше 99 %, то она указана над соответствующей линией

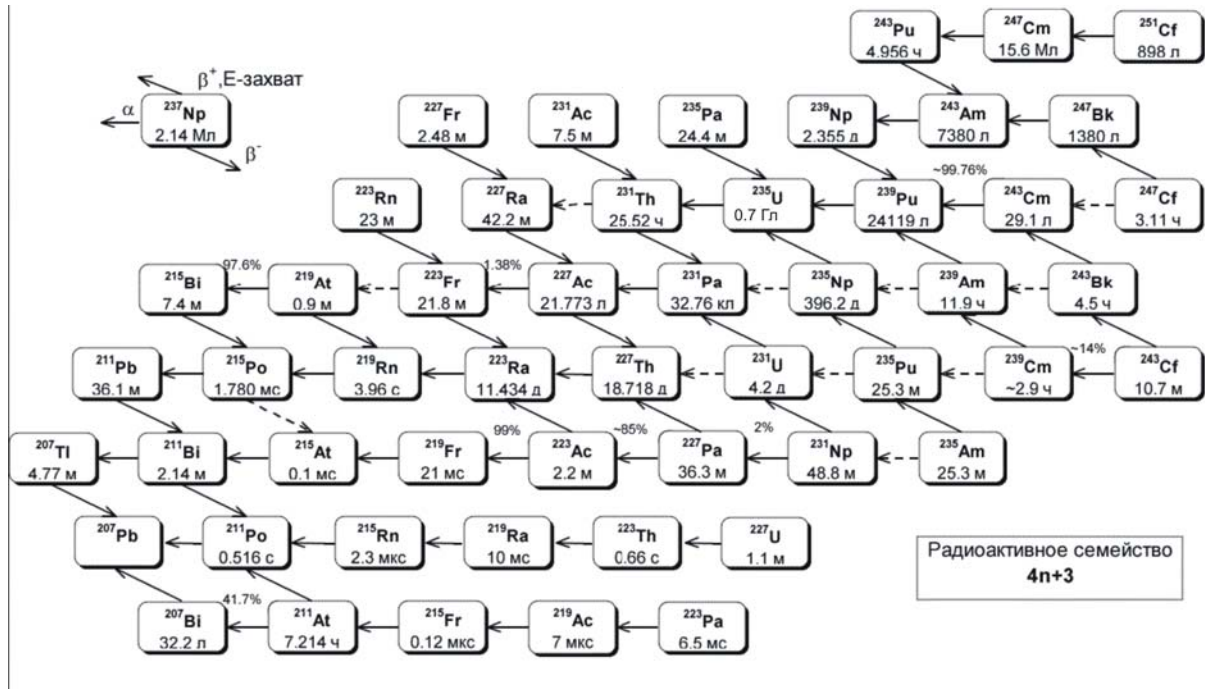


Рис. 2. Радиоактивное семейство актиноурана ($A = 4n + 3$). Если доля распада по данному каналу меньше одного 1 %, то он обозначен штриховой линией. Если доля α -распада больше 1 % и меньше 99 %, то она указана над соответствующей линией

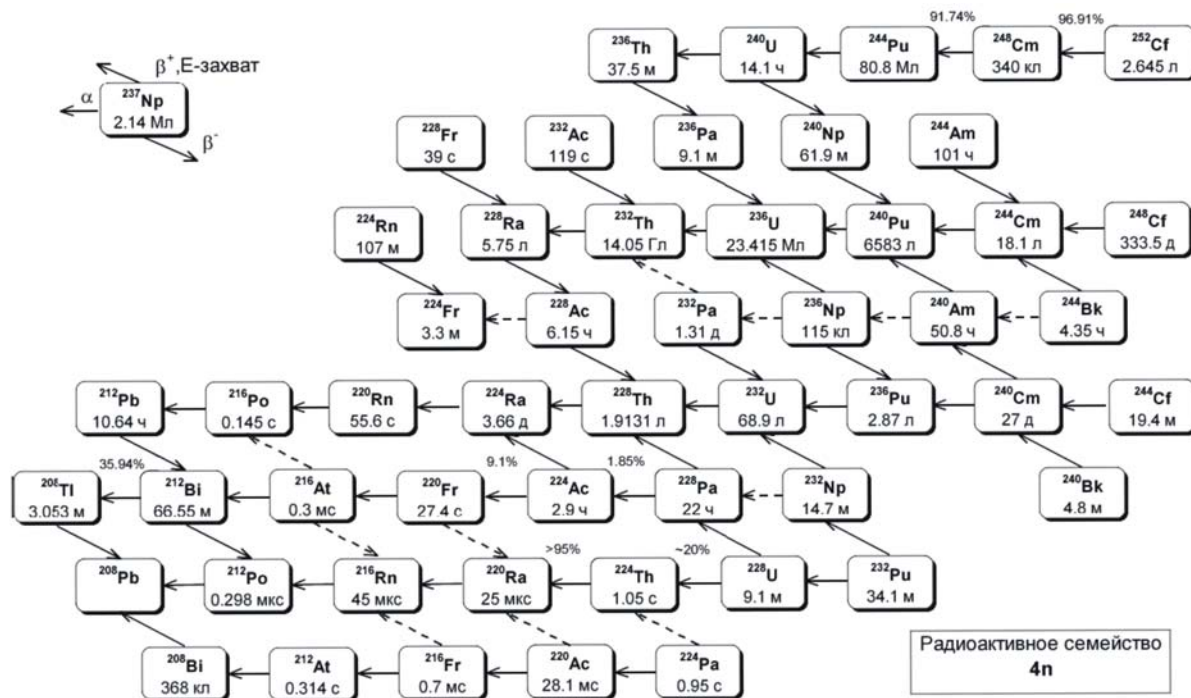


Рис. 3. Радиоактивное семейство тория ($A = 4n$). Если доля распада по данному каналу меньше одного 1 %, то он обозначен штриховой линией. Если доля α -распада больше 1 % и меньше 99 %, то она указана над соответствующей линией

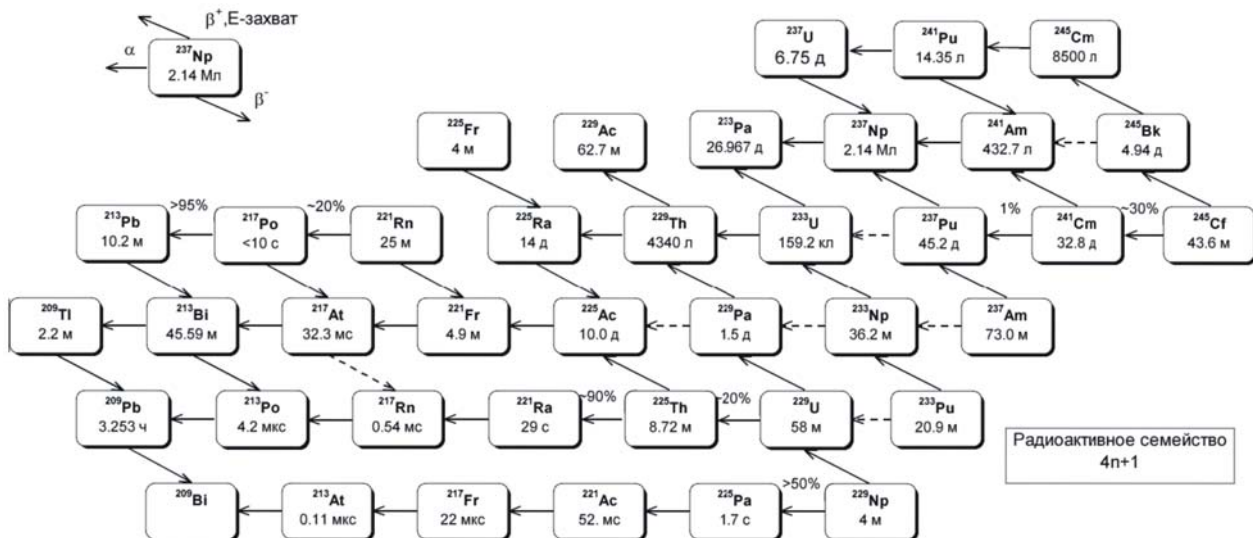


Рис. 4. Радиоактивное семейство ($A = 4n+1$). Если доля распада по данному каналу меньше одного 1 %, то он обозначен штриховой линией. Если доля α -распада больше 1 % и меньше 99 %, то она указана над соответствующей линией

В результате многочисленных опытов было установлено, что радиоактивные вещества испускают три вида лучей:

1) α -лучи – тяжелые положительно заряженные частицы, движущиеся со скоростью около 10^9 см/сек и поглощаемые слоем алюминия толщиной в несколько микрон. Впоследствии методом спектрального анализа было показано, что этими частицами являются ядра гелия (^4He);

2) β -лучи – легкие, отрицательно заряженные частицы, движущиеся со скоростью, близкой к скорости света и поглощаемые слоем алюминия в среднем около 1 мм. Этими частицами оказались электроны;

3) γ -лучи – сильно проникающее излучение, не отклоняющееся ни в электрическом, ни в магнитном полях. γ -лучи – это жесткое электромагнитное излучение, имеющее еще более короткую длину волны по сравнению с рентгеновскими лучами (10^{-10} м и менее).

В 1940 г. в России Г. Н. Флеровым³ и К. А. Петржаком было открыто спонтанное деление ядер, когда тяжелое ядро разваливается на два осколка примерно равной массы с испусканием нейтронов и γ -квантов. Гораздо позднее было установлено, что, кроме α -частиц, радиоактивные ядра могут испускать и другие тяжелые частицы: протоны (обнаружены в 1982 г. Г. Хофманом и др.), ядра ^{14}C (открыты в 1984 г. Х. Роузом, Г. Джонсом; Д. В. Александровым и др.) и более тяжелые ^{24}Ne и ^{28}Mg . Относительная вероятность испускания этих частиц на много порядков меньше испускания α -частиц (10^{-10} – 10^{-11}), поэтому они были открыты позднее.

Как известно, у четно-четных ядер (ядер с четным числом протонов и четным числом нейтронов) ^4He , ^{12}C , ^{16}O энергия связи особенно велика. Это обстоятельство указывает на особую прочность системы четырех нуклонов –

двух протонов и двух нейтронов, т. е. α -частицы. Поскольку она состоит из двух протонов и двух нейтронов, с суммарными спинами, равными нулю, то ее внутренняя симметрия совпадает с симметрией куперовских пар протонов и нейтронов в атомном ядре. Оказывается, что вероятность формирования α -частицы в тяжелом ядре может быть довольно велика (10^{-2}) [2]. Находясь в ядре, α -частица имеет значительную вероятность туннелировать через потенциальный барьер, что и объясняет относительно высокую распространенность α -радиоактивных ядер [1].

Законы радиоактивного распада

В настоящее время установлено, что естественная радиоактивность является самопроизвольным процессом, происходящим под действием внутренних возмущений. Радиоактивный распад имеет квантовомеханический характер, он происходит благодаря туннельному проникновению сквозь барьер, образованный совокупным действием отталкивающего кулоновского и притягивающего ядерного взаимодействий вылетающей частицы и дочернего ядра. Повлиять на ход процесса радиоактивного распада, не изменив состояния атомного ядра, нельзя. Это означает, что для данного ядра, находящегося в определенном энергетическом состоянии, вероятность радиоактивного распада λ за единицу времени постоянна. Это приводит к следующему закону изменения числа радиоактивных ядер со временем:

$$N = N_0 \times \exp(-\lambda t) . \quad (2)$$

Периодом полураспада $T_{1/2}$ называется такое время, по истечению которого количество радиоактивных атомов уменьшается в два раза. Постоянная распада и период полураспада связаны соотношением:

³Флёрв, Георгий Николаевич (1913—1990) — советский физик-ядерщик, основатель Объединённого института ядерных исследований в Дубне.

Петржак Константин Антонович (1907—1998) — заслуженный деятель науки и техники России, доктор физико-математических наук, профессор — один из основателей советской экспериментальной ядерной физики. Дважды лауреат Сталинской премии (1946; 1953); кавалер двух орденов «Трудового Красного Знамени» и ордена «Знак Почета». Участник Великой Отечественной Войны.

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} \approx \frac{0,69}{T_{1/2}}. \quad (3)$$

Примером последовательного распада двух радиоактивных веществ является превращение радия в радон. Известно, что ^{226}Ra , испуская с периодом полураспада $T = 1600$ лет α -частицы, превращается в радиоактивный газ радон ^{222}Rn , который сам является радиоактивным и испускает α -частицы с периодом полураспада $T = 3.8$ суток.

За единицу радиоактивности – 1 кюри – принята активность 1 грамма радия или находящегося с ним в равновесии количества радона. Один грамм радия претерпевает в секунду около $3,7 \times 10^{10}$ распадов.

Напомним, что благодаря опытам по рассеянию α -частиц на атомах различных веществ (золота, платины, цинка, водорода, азота и др.) были установлены следующие закономерности и явления:

- наличие у атома ядра, радиус которого много меньше радиуса атома;
- равенство числа зарядов ядра его атомному номеру;
- искусственное расщепление ядер.

Альфа-распад

Основными характеристиками α -радиоактивных ядер и испускаемых ими α -частиц являются период полураспада $T_{1/2}$ и кинетическая энергия T_α . Можно заметить, что чем энергичней будут частицы, тем более длинный пробег они будут иметь в веществе. Длина пробега частицы в веществе R (не путать с длиной пробега молекул в газе), до полной ее остановки, определяется начальной энергией частицы:

$$R = \int_0^{T_0} \frac{dT}{\partial T / \partial x}, \quad (4)$$

здесь T_0 – начальная энергия частицы, а $\partial T / \partial x$ – удельные потери энергии в веществе. Поскольку в начале прошлого века отсутствовали другие методы измерения энергии, длина пробега частиц, испускаемых при радиоактивном распаде, являлась важной характеристикой радиоактивного вещества.

Измеряя пробег α -частицы в веществе, например в воздухе, можно определить ее энергию. Переход от пробегов к энергии производится при помощи эмпирических или теоретических формул, связывающих пробег и энергию альфа-частицы для данной среды. В первом приближении пробег α -частицы в воздухе при атмосферном давлении связан с ее энергией степенной функцией вида

$$R_\alpha (\text{см}) = 0,3 \times T_\alpha^{3/2} (\text{МэВ}). \quad (5)$$

Энергии α -частиц при α -распаде многих радиоактивных элементов приблизительно равны 6 МэВ. Мерой прочности, устойчивости ядра к разделению его на какие-либо составные части, является величина энергии связи ядра относительно этих частей. Чем больше энергия связи, тем труднее произвести разделение. Если энергия связи отрицательна, то ядро может разделиться самопроизвольно, причем этот процесс будет сопровождаться выделением энергии, равной модулю энергии связи. В соответствии с этим условие энергетической возможности α -распада записывается следующим образом:

$$\varepsilon_\alpha = [M(A-4, Z-2) + M(^4\text{He}_2) - M(A, Z)] c^2 < 0, \quad (6)$$

здесь Z – заряд радиоактивного ядра, M – массы ядер или α -частицы, c – скорость света.

При этом конечное ядро и α -частица приобретают суммарную кинетическую энергию

$$Q_\alpha = (M(A, Z) - M(A - 4, Z - 2) - M_\alpha) c^2, \quad (7)$$

которая называется энергией α -распада.

При этом подавляющую часть кинетической энергии уносит α -частица. Энергетическое рассмотрение спектров α -распадов позволило объяснить целый ряд экспериментальных закономерностей этого процесса, например, возникновение тонкой структуры α -спектра и появление длиннопробежных α -частиц. Капельная модель ядра, позволяющая вычислить энергию связи α -частицы в ядре, предсказывает, что α -распад становится возможным лишь при $Z > 73$, причем $|\varepsilon_\alpha|$ и T_α растут с увеличением Z .

Механизм альфа-распада

Для чётно-чётных изотопов зависимость периода полураспада от энергии α -распада описывается эмпирическим законом Гейгера – Неттола

$$\lg T_{1/2} = A + B / (Q_\alpha)^{1/2}, \quad (8)$$

где A и B – константы слабо зависящие от Z . С учетом заряда дочернего ядра Z , связь между периодом полураспада $T_{1/2}$ и энергией α -распада Q_α может быть представлена в виде (В. А. Brown. Phys. Rev. C. 46, 811 (1992)):

$$\lg T_{1/2} = 9.54 \frac{Z^{0.6}}{\sqrt{Q_\alpha}} - 51.37, \quad (9)$$

где $T_{1/2}$ в сек, а Q_α в МэВ.

Основные особенности α -распада, в частности сильную зависимость вероятности α -распада от энергии α -частицы, удалось объяснить Г. Гамову⁴ в 1928 г. Он показал, что вероятность α -распада в основном определяется вероятностью прохождения α -частицы сквозь потенциальный барьер.

Рассмотрим эту модель. Предполагается, что α -частица движется в сферической области радиуса R , где R – радиус ядра. Вероятность α -распада λ равна произведению вероятности обнаружить α -частицу на границе ядра f на вероятность ее прохождения сквозь потенциальный барьер D (прозрачность барьера)

$$\lambda = f D = \ln 2 / T_{1/2}. \quad (10)$$

⁴ Гамов Георгий Антонович, также известен как Джордж Гамов (20 февраля (4 марта) 1904, Одесса — 19 августа 1968, Боулдер) — советский и американский физик-теоретик, астрофизик и популяризатор науки. В 1933 году покинул СССР, в 1940 году получил гражданство США. Член-корреспондент АН СССР (с 1932 по 1938 год, восстановлен посмертно в 1990 году). Член Национальной академии наук США (1953).

Величина f равна числу соударений о внутренние границы барьера, которые α -частица испытывает в единицу времени. Тогда

$$f = \frac{v}{2R} \cong \frac{v}{2r_0 A^{1/3}} \cong \frac{c}{2r_0 A^{1/3}} \left[\frac{2(T_\alpha + V_0)}{\mu_\alpha c^2} \right]^{1/2}, \quad (11)$$

здесь v – скорость α -частицы внутри ядра, μ_α – приведенная масса α -частицы, V_0 – глубина ядерного потенциала, $\mu_\alpha = \frac{m_\alpha M(A-4, Z-2)}{m_\alpha + M(A-4, Z-2)}$, T_α – кинетическая энергия α -частицы.

Подставив сюда $V_0 = 35$ МэВ, $T_\alpha = 5$ МэВ, получим для ядер с $A \cong 200$, $f \cong 10^{21} \text{ с}^{-1}$.

На рис. 5 приведена зависимость потенциальной энергии взаимодействия между α -частицей и конечным ядром от расстояния между их центрами. Кулоновский потенциал обрывается на расстоянии R , которое приблизительно

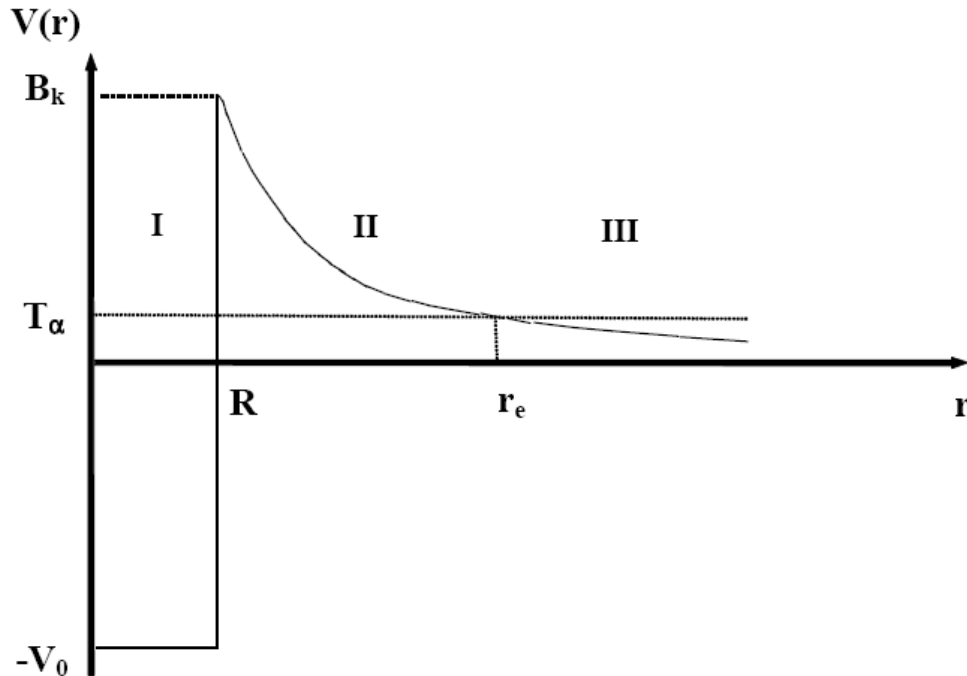


Рис. 5. Зависимость потенциальной энергии взаимодействия между α -частицей и конечным ядром от расстояния между их центрами

равно радиусу остаточного ядра. Высота кулоновского барьера B_k определяется выражением

$$B_k = \frac{zZe^2}{R} \cong \frac{zZe^2}{r_0 A^{1/3}} \cong \frac{2Z}{A^{1/3}} \text{ МэВ}. \quad (12)$$

Здесь Z и z – заряды (в единицах заряда электрона e) остаточного ядра и α -частицы соответственно, $r_0 \approx 1.3$ Фм ($1 \text{ Фм} = 10^{-13} \text{ см}$). Для урана ^{238}U , например, $B_k \approx 30$ МэВ.

Можно выделить три характерные области: $r \leq R$ – сферическая потенциальная яма глубиной V_0 , $R \leq r \leq r_e$ – область потенциального барьера, где потенциальная энергия больше кинетической

энергии α -частицы, область, запрещенная для классической частицы, $r \geq r_e$ – область вне потенциального барьера.

В квантовой механике возможно прохождение α -частицы через барьер (туннелирование). Вероятность прохождения через барьер (коэффициент прозрачности барьера) дается выражением

$$D = \exp \left[-2 \sqrt{\frac{2\mu_\alpha}{\hbar^2}} \int_R^{r_e} (V(r) - Q_\alpha)^{1/2} dr \right]. \quad (13)$$

Рассчитанные по приведенным формулам периоды полураспада правильно передают важнейшую характеристику α -распада – сильную зависимость периода полураспада $T_{1/2}$ от энергии T_α α -частиц (энергии α -распада Q_α).

Как следует из этих формул, малому изменению кинетической энергии T_α соответствует очень сильное изменение λ . Изменение T_α на 10 % меняет время жизни ядра относительно α -распада примерно в 1000 раз. Для T_α меньше 3 МэВ период полураспада ядер становится настолько большим, что обнаружить α -активность практически невозможно. Этим же объясняется практическое отсутствие α -радиоактивных ядер с $Z < 82$, когда $T_\alpha = 2$ МэВ.

Ионизационные потери заряженных частиц

Ионизационное торможение является основным механизмом потерь энергии при прохождении заряженной частицы через вещество. В этом случае энергия частицы тратится на ионизацию и возбуждение атомов среды. Пусть частица с массой $M \gg m_e$ и зарядом ze пролетает со скоростью v на расстоянии ρ от свободного электрона с массой m_e и зарядом $-e$. Ее взаимодействие с электроном приведет к тому, что электрон получит импульс в направлении, перпендикулярном движению частицы:

$$\delta p_\perp = \int F_\perp dt. \quad (14)$$

Считая, что взаимодействие происходит на участке пути, например 2ρ , которое частица проходит за время $\delta t = 2\rho/v$ и на котором кулоновская сила равна примерно ze^2/ρ^2 , получим

$$\delta p_\perp \approx \frac{ze^2}{\rho^2} \frac{2\rho}{v} = \frac{2ze^2}{\rho v}. \quad (15)$$

Кинетическая энергия, соответствующая этому импульсу, равна

$$\delta T = \frac{\delta p_\perp^2}{2m_e} = \frac{2z^2 e^4}{m_e v^2} \frac{1}{\rho^2}. \quad (16)$$

В результате взаимодействия со всеми электронами данного цилиндрического слоя заряженная частица на единице длины потеряет кинетическую энергию

$$\frac{dT}{dx}(\rho) = \frac{4\pi n_e z^2 e^4}{m_e v^2} \frac{d\rho}{\rho}, \quad (17)$$

здесь n_e – плотность электронов. Чтобы получить полную удельную потерю, надо проинтегрировать предыдущее выражение по всем возможным параметрам удара:

$$\frac{dT}{dx} = \int_{\rho_{\min}}^{\rho_{\max}} \frac{dT}{d\rho}(\rho) d\rho = \frac{4\pi n_e z^2 e^4}{m_e v^2} \ln \frac{\rho_{\max}}{\rho_{\min}}. \quad (18)$$

Если бы ρ_{\min} и ρ_{\max} были константами, то интегрирование выражения 3 приводило бы к простой зависимости пробега от начальной энергии частицы $R \propto T^2$, отличной от приведенной в формуле (4). Это связано с тем, что величины ρ_{\min} и ρ_{\max} зависят от скорости частицы и их вычисление является достаточно трудной задачей. Некоторые классические соображения могут дать представления о способе их вычислений. Так известно, что максимальная энергия, которая может быть передана частицей, движущейся со скоростью $v \ll c$, неподвижному электрону, равна

$$\Delta T_{\max} = 2m_e v^2. \quad (19)$$

В соответствии с формулой (8) можно определить минимальный прицельный параметр, который соответствует этой потере энергии

$$(\rho_{\min})_{\text{клас}} = \frac{ze^2}{m_e v^2}. \quad (20)$$

Условие для ρ_{\max} при классическом рассмотрении получается в результате учета энергии связи электрона в атоме. В [1] приводится следующая формула ионизационных потерь для тяжелой заряженной частицы при энергиях $T \ll \frac{M}{m_e} Mc^2$:

$$\left(-\frac{dT}{dx}\right) = \frac{4\pi n_e z^2 e^4}{m_e v^2} \left[\ln \frac{2m_e v^2}{I} - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right] \text{эрг} \times \text{см}^{-1}, \quad (21)$$

где I – средний ионизационный потенциал атомов поглощающего вещества: $I = 1,6 \times 10^{-6} \times (13,5Z)$ эрг или 13.5Z эВ, $\beta = v/c$.

Основной результат, получаемый из формулы 13, состоит в том, что удельные потери на ионизацию пропорциональны квадрату заряда частицы, концентрации электронов в среде, не зависят от массы частицы и являются функцией скорости частицы $\propto \frac{\phi(v)}{v^2}$, такой, что потери энергии максимальны в конце пробега. Такая зависимость удельной потери энергии на ионизацию от скорости позволяет применять пучки высокоэнергичных протонов или более тяжелых ионов для уничтожения раковых опухолей, находящихся в теле человека на некоторой глубине. При этом энергия пучка ионов выбирается такой, чтобы их остановка происходила в районе опухоли, где выделение энергии пучка максимально.

Определение энергии α -частицы по ее пробегу в воздухе

Экспериментальное определение средней длины пробега α -частицы в воздухе при атмосферном давлении и оценка энергии частицы по ее пробегу производятся с помощью известных эмпирических соотношений (например, формула (5) или номограмма, приведенная на рис. 6.)

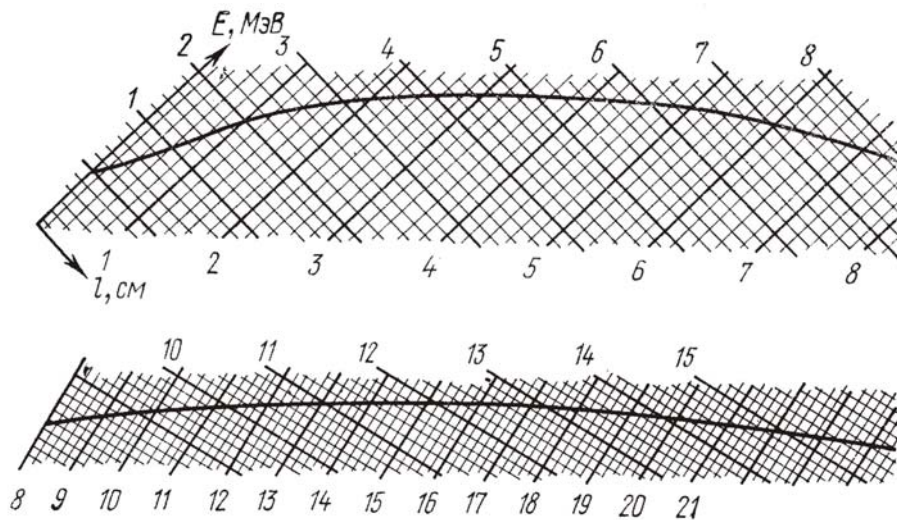


Рис. 6. Связь между энергией и средним пробегом для α -частицы в воздухе при давлении 760 мм рт. ст. и 15°C

Измерение пробега α -частиц проводится на экспериментальной установке, схема которой приведена на рис. 7. На одном торце камеры установлен полупроводниковый детектор, а на другом находится подвижный шток, на конце которого укреплен источник α -частиц. Полная активность радиоактивного источника около 100 распадов в секунду, что составляет 3 нанокури и совершенно не представляется опасным для здоровья, поскольку α -частицы не могут пройти стенки камеры. Источник представляет собой подложку из стали, в углубление которой зафиксирован радиоактивный препарат. Студентам не рекомендуется разбирать камеру самостоятельно и трогать источник руками. Полупроводниковый кремниевый детектор ДКПс-25 имеет чувствительное окно размером $5 \times 5 \text{ мм}^2$ и толщину чувствительной области около 0,2 мм, емкость детектора – 12 пФ, обратный ток 0,12 мкА. Описание работы полупроводникового детектора приведено в приложении и более подробно в работе [3].

С помощью механизма перемещения расстояние между детектором и источником можно изменять от 2 до 50 мм. Давление газа в камере изменяется с помощью форвакуумного насоса. Сигнал с детектора подается на зарядо-чувствительный усилитель (ЗЧУ), затем на анализатор спектра и в компьютер.

Электроника и программное обеспечение эксперимента позволяют определять скорость счета зарегистрированных α -частиц за определенный промежуток времени, а также определять их энергетический спектр.

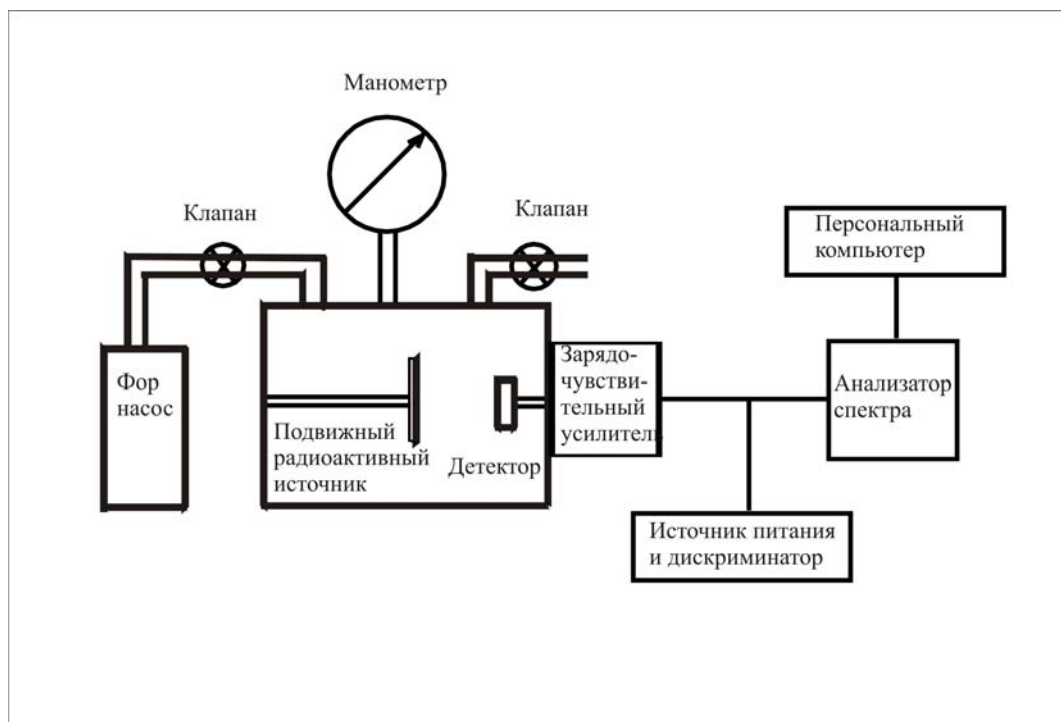


Рис. 7. Схема экспериментальной установки для определения длины пробега α -частиц в газе

Выполнение работы.

Сначала предлагается провести измерения скорости отсчетов α -частиц детектором за определенный отрезок времени в зависимости от расстояния между источником и детектором при давлении газа в камере $P_{\text{кам}} = 0$. Таким образом определяется эффективный телесный угол источника в зависимости от расстояния. Затем проводятся такие же измерения при давлении газа в камере равном 1 атмосфере. Строится график зависимости приведенной скорости счета детектора от расстояния x :

$$N_{\text{прив.}}(x) = \frac{N_{P=1\text{атм.}}(x)}{N_{P=0}(x)}. \quad (22)$$

В этом случае зависимость скорости счета от телесного угла исключается, и изменение приведенной скорости счета будет связано с остановкой α -частиц. Результат можно представить в виде графика, приведенного на рис. 8.

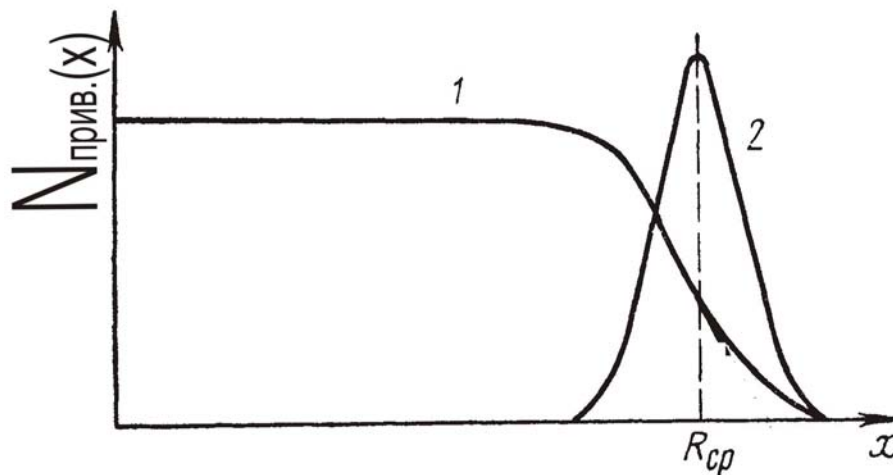


Рис. 8. Зависимость относительного числа прошедших α -частиц от толщины слоя вещества

Если исследовать прохождение параллельного пучка α -частиц в зависимости от толщины газа (воздуха), то оказывается, что число частиц N в пучке остается приблизительно постоянным вплоть до определенного расстояния, а затем падает, но падает не сразу до нуля, а с некоторым наклоном (см. рис. 8, кривая 1). Если эту кривую продифференцировать и построить величину dN/dx в зависимости от толщины слоя x , то получится кривая 2. Эта кривая имеет резкий максимум при $x = R_{\text{ср.}}$, показывающий, что подавляющее большинство α -частиц имеет определенный пробег с некоторым разбросом в ту и другую сторону. Величина $R_{\text{ср.}}$ называется средним пробегом, а разброс пробега – страгглингом.

Страгглинг обусловлен флуктуациями ионизационных потерь. Если среднее число ионов, образуемое α -частицей при ее движении равно N_i , то возможное отклонение от этого числа, согласно статистическому закону, равно $\sqrt{N_i}$. Флуктуация N_i составляет доли процента, тогда как флуктуация пробега значительно больше. Это объясняется тем, что при прохождении через вещество к α -частице могут примкнуть один или два электрона. Таким образом, на всем пути частица имеет разный заряд, что, естественно, вызывает дополнительные флуктуации в ионизации и, следовательно, в пробеге.

Затем определяется энергия α -частиц по определенному пробегу с помощью формулы (5) и номограммы – рис. 6.

В этом упражнении с целью изменения числа частиц, с которыми взаимодействуют α -частицы, изменялось расстояние между их источником и детектором, при этом давление и плотность газа в объеме было постоянным. Важной является величина, равная произведению плотности частиц газа на расстояние до детектора $t = \rho \times l$. Это так называемая поверхностная плотность, или толщина мишени, и она имеет размерность *молекул/см²* или, если известен вес молекулы, *грамм/см²*. Именно она и варьировалась при изменении расстояния. При комнатной температуре и атмосферном давлении плотность газов составляет $2,45 \cdot 10^{19}$ молекул/см³, поэтому легко определить толщину газовой мишени, соответствующей среднему пробегу α -частицы. Однако толщину мишени можно изменять и другим способом, например, зафиксировать расстояние и изменять давление (плотность) газа в объеме, что и предлагается сделать во втором упражнении.

Следует установить расстояние между детектором и α -радиоактивным источником таким, чтобы скорость счета α -частиц детектором была равна нулю при атмосферном давлении газа в камере. Затем откачать камеру до нулевого давления. Напуская газ (воздух) в камеру, произвести измерения скорости счета α -частиц для различных значений давления газа в камере. Построить

график скорости счета α -частиц в зависимости от давления, аналогичный приведенному на рис. 8. Рассчитать толщину мишени, которую проходят α -частицы, для давления, при котором скорость изменения счета максимальна. Сравнить величины толщины мишеней, измеренные двумя способами, при которых скорость изменения счета максимальная.

В следующем упражнении предлагается измерить энергетические спектры α -частиц в зависимости от расстояния между их источником и детектором. Для каждого случая определить энергию α -частиц, соответствующую максимуму в спектре. Построить зависимость этой энергии от расстояния и, экстраполируя эту энергию к нулю, определить таким способом пробег. Следует обратить внимание на изменение формы спектра в зависимости от расстояния до источника.

В данной работе используется α -радиоактивный источник – изотоп плутония ^{239}Pu со средней энергией α -частиц $T_\alpha = 5,15$ МэВ. При определении энергии α -частиц вычисленная величина получается несколько меньшей 5,15 МэВ. Это связано с потерей энергии α -частицами в защитном слое из двуокиси титана TiO_2 , который нанесен на источник с целью фиксации изотопа на подложке. Используя табл. 1, в которой для двух значений энергий α -частиц приведены удельные потери энергии частицы $\partial T / \partial \rho$ в титане и кислороде, определите толщину защитного слоя.

Таблица 1

Удельные потери энергии α -частицы в титане и кислороде

	$\delta T / \delta \rho$, МэВ/(г/см ²)	T_α , МэВ
Ti	490	5,0
	428	6,4
O ₂	756	5,0
	625	6,4

Таблица 2

Характеристики некоторых α -активных ядер

Ядро	Энергия α -частиц, МэВ	Доля данной ветви распада	Период полураспада
^{238}U	4,15	23 %	$4,468 \cdot 10^9$ л
^{238}U	4,2	77 %	$4,468 \cdot 10^9$ л
^{226}Ra	4,6	5,4 %	1600 л
^{226}Ra	4,78	94,6 %	1600 л
^{233}U	4,78	14,6 %	$1,592 \cdot 10^5$ л
^{233}U	4,82	83 %	$1,592 \cdot 10^5$ л
^{239}Pu	5,1	73 %	24119 л
^{239}Pu	5,14	15,1 %	24119 л
^{239}Pu	5,16	11,5 %	24119 л
^{210}Po	5,3	~100 %	138,376 д
^{241}Am	5,39	1,33 %	432,2 л
^{241}Am	5,45	12,7 %	432,2 л
^{238}Pu	5,46	28 %	87,74 л
^{241}Am	5,49	86 %	432,2 л

^{238}Pu	5,5	72 %	87,74 л
^{218}Po	6,0	>99 %	3,11 м
^{222}Rn	6.56	>99 %	3.8235 д
^{214}Po	7,62	>99 %	164,3 мкс

Применение радиоактивных изотопов.

Одним из наиболее выдающихся исследований, проведенных с помощью «меченых атомов», явилось исследование обмена веществ в организмах. Было доказано, что за сравнительно небольшое время организм подвергается почти полному обновлению. Слагающие его атомы заменяются новыми. Лишь железо, как показали опыты по изотопному исследованию крови, является исключением из этого правила. Железо входит в состав гемоглобина красных кровяных шариков. При введении в пищу радиоактивных атомов железа было установлено, что свободный кислород, выделяемый при фотосинтезе, первоначально входил в состав воды, а не углекислого газа. Радиоактивные изотопы применяются в медицине как для постановки диагноза, так и для терапевтических целей. Радиоактивный натрий, вводимый в небольших количествах в кровь, используется для исследования кровообращения, йод интенсивно отлагается в щитовидной железе, особенно при базедовой болезни. Наблюдая с помощью счетчика за отложением радиоактивного йода, можно быстро поставить диагноз. Большие дозы радиоактивного йода вызывают частичное разрушение аномально развивающихся тканей, и поэтому радиоактивный йод используют для лечения базедовой болезни. Интенсивное гамма-излучение кобальта используется при лечении раковых заболеваний (кобальтовая пушка).

Не менее обширны применения радиоактивных изотопов в промышленности. Одним из примеров этого может служить следующий способ контроля износа поршневых колец в двигателях внутреннего сгорания. Облучая поршневое кольцо нейтронами, вызывают в нем ядерные реакции и делают его радиоактивным. При работе двигателя частички материала кольца попадают в смазочное масло. Исследуя уровень радиоактивности масла после определенного времени работы двигателя, определяют износ кольца. Радиоактивные изотопы позволяют судить о диффузии металлов, процессах в доменных печах и т. д.

Мощное гамма-излучение радиоактивных препаратов используют для исследования внутренней структуры металлических отливок с целью обнаружения в них дефектов.

Все более широкое применение получают радиоактивные изотопы в сельском хозяйстве. Облучение семян растений (хлопчатника, капусты, редиса и др.) небольшими дозами гамма-лучей от радиоактивных препаратов приводит к заметному увеличению урожайности. Большие дозы радиации вызывают мутации у растений и микроорганизмов, что в отдельных случаях приводит к появлению мутантов с новыми ценными свойствами (радиоселекция). Так выведены ценные сорта пшеницы, фасоли и других культур, а также получены высоко продуктивные микроорганизмы, применяемые в производстве антибиотиков. Гамма-излучение радиоактивных изотопов используется также для борьбы с вредными насекомыми и для консервации пищевых продуктов. Широкое применение получили «меченые атомы» в агротехнике. Например, чтобы выяснить, какое из фосфорных удобрений лучше усваивается растением, помечают различные удобрения

радиоактивным фосфором $^{32}_{15}\text{P}$. Исследуя затем растения на радиоактивность, можно определить количество усвоенного ими фосфора из разных сортов удобрения.

Интересным применением радиоактивности является метод датирования археологических и геологических находок по концентрации радиоактивных изотопов. Наиболее часто используется радиоуглеродный метод датирования. Нестабильный изотоп углерода возникает в атмосфере вследствие ядерных реакций, вызываемых космическими лучами. Небольшой процент этого изотопа содержится в воздухе наряду с обычным стабильным изотопом. Растения и другие организмы потребляют углерод из воздуха, и в них накапливаются оба изотопа в той же пропорции, как и в воздухе. После гибели растений они перестают потреблять углерод и нестабильный изотоп постепенно превращается в азот с периодом полураспада 5730 лет. Путем точного измерения относительной концентрации радиоактивного углерода в останках древних организмов можно определить время их гибели.

Изотопные технологии находят широкое применение в медицине. Так в США, согласно статистическим данным, проводится более 36 тыс. медицинских процедур в день и около 100 млн. лабораторных тестов с использованием изотопов. Наиболее распространены процедуры, связанные с компьютерной томографией. Изотоп углерода C^{13} , обогащенный до 99% (природное содержание около 1%), активно используется в так называемом «диагностическом контроле дыхания». Суть теста очень проста. Обогащенный изотоп вводится в пищу пациента и после участия в процессе обмена веществ в различных органах тела выделяется в виде выдыхаемого пациентом углекислого газа CO_2 , который собирается и анализируется с помощью спектрометра. Различие в скоростях процессов, связанных с выделением различных количеств углекислого газа, помеченных изотопом C^{13} , позволяют судить о состоянии различных органов пациента. В США число пациентов, которые будут проходить этот тест, оценивается в 5 млн. человек в год. Сейчас для производства высокообогащенного изотопа C^{13} в промышленных масштабах используются лазерные методы разделения.

Перспективно применение атомных батарей и в медицине, например, для снабжения энергией сердечных регуляторов. От таких батарей требуется, чтобы они периодически посылали сердечной мышце электрические импульсы. Химические батареи неизмеримо больше атомных по размерам и работают только два-три года. Батареи на основе плутония-238 являются «вечными». К атомным регуляторам предъявляются особенно жесткие требования по технике безопасности, чтобы ни при каких обстоятельствах чрезвычайно токсичный плутоний не смог вырваться наружу. В 1970 году французские врачи имплантировали двум людям сердечные регуляторы, которые весили всего по 40 г. Требуемую мощность в 200 мкВт обеспечивали 150 мг плутония-238. С тех пор эти регуляторы поддерживают сердечную деятельность обоих пациентов. Столь убедительный успех создал целую медицинскую школу. Медики имплантируют сердечные регуляторы из плутония-238 или прометия-247, в России и Польше. Атомные батареи служат источником энергии для «искусственного сердца» - насоса для крови, спасателя жизни при остановке кровообращения.

Контрольные вопросы

1. Какие важные результаты были получены при изучении рассеяния α -частиц на тонких мишенях?
2. Какой основной механизм потери энергии α -частицы в среде, какие другие процессы потери энергии заряженной частицы Вы знаете?
3. Какие частицы испускаются радиоактивными ядрами?
4. Как со временем изменяется число радиоактивных ядер?
5. Что такое период полураспада радиоактивного вещества?
6. Какие радиоактивные ряды Вам известны?
7. Что является единицей радиоактивности?

8. Определить весовое количество радона ^{222}Rn активностью в 1 кюри?
9. Напишите условие энергетической возможности альфа распада.
10. Каким образом заряженная частица теряет свою энергию проходя через вещество?
11. Какой механизм потери энергии является основным в данной работе?
12. Выведите простейшую формулу для ионизационных потерь.
13. Что такое страгглинг и чем он обусловлен?
14. Из экспериментальных данных определите сечение поглощения α -частицы в воздухе.
15. Какие преимущества и недостатки имеет полупроводниковый детектор перед другими детекторами?

Полупроводниковый детектор

Регистрация α -частиц в данной работе осуществляется с помощью полупроводникового детектора и сводится к измерению импульсов напряжения, возникающих в результате возрастания проводимости кристалла под действием поступающих в него заряженных частиц.

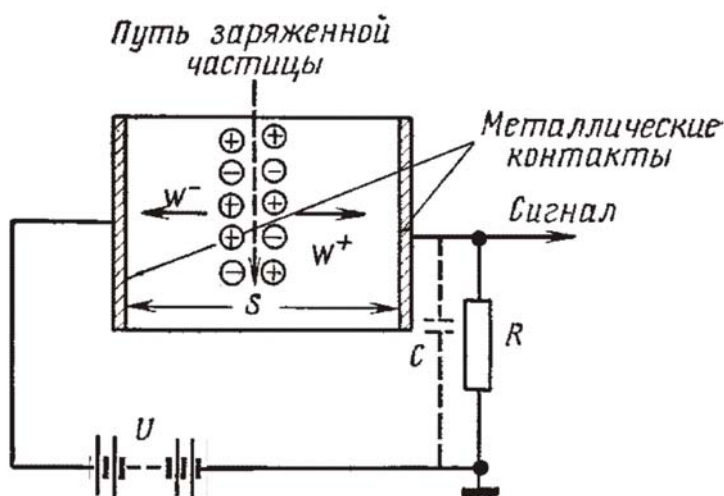


Рис. 9. Схема включения полупроводникового счетчика

Схема включения такого счетчика приведена на рис. 9. Прохождение частицы вызывает в полупроводнике образование разноименных носителей зарядов (электронов и дырок). Внешнее напряжение U создает внутри кристалла электрическое поле. Электроны и дырки движутся под действием этого поля к электродам. По мере того, как носители смещаются, они индуцируют на электродах заряд, пропорциональный пройденной ими разности потенциалов. Для того, чтобы такой кристалл работал долго, а сигнал, получаемый на его выходе, был пропорционален энергии, потерянной заряженной частицей в чувствительном объеме детектора, и, наконец, протяженность сигнала во времени была небольшой, материал счетчика должен характеризоваться:

- малой величиной средней энергии, расходуемой заряженной частицей для создания одной пары носителей заряда;
- отсутствием рекомбинации и захвата носителей;
- большой подвижностью носителей обоих знаков;
- большим удельным сопротивлением.

Лучше всего удовлетворяют всем перечисленным требованиям полупроводниковые материалы – кристаллические германий и кремний, хотя их удельное сопротивление недостаточно велико, порядка $10 \text{ кОм}\cdot\text{см}$ для кремния, а для германия еще меньше – $100 \text{ Ом}\cdot\text{см}$. Приходится прибегать к специальным мерам, повышающим сопротивление, например, добавляя специальные примеси или охлаждая кристалл до низкой температуры, порядка температуры жидкого азота.

В среднем для создания одной электронно-дырочной пары необходимо затратить 3,5 эВ энергии, потерянной падающей тяжелой частицей в кремнии, и около 3,0 эВ в германии. Эти величины

примерно в 3 раза больше ширины запрещенной зоны, по-видимому, дополнительная энергия тратится на возбуждение колебаний решетки (фононов).

Небольшое значение энергии, необходимой на образование электронно-дырочной пары (примерно в 10 раз меньше, чем на образование ион-электронной пары в газе), означает, что при прочих равных условиях амплитуда сигнала от полупроводникового счетчика в 10 раз больше амплитуды сигнала от ионизационной камеры. Приблизительно на порядок меньше и дисперсия амплитудного распределения импульсов, а значит, лучше и энергетическое разрешение.

Библиографический список

1. **Кадменский С. Г.** Радиоактивность атомных ядер: история, результаты, новейшие достижения // Соросовский общеобразовательный журнал. 1999, N 11, С. 76.
2. **Мухин К. Н.** Введение в ядерную физику. М.: Госатомиздат. 1963.
3. **Абрамов А. И., Казанский Ю. А., Матусевич Е. С.** Основы экспериментальных методов ядерной физики. М.: Атомиздат, 1970.