

Министерство образования Республики Беларусь  
Учреждение образования  
«Белорусский государственный университет  
информатики и радиоэлектроники»  
Кафедра физики

*Е.В. Андрианова*

## **РЕГИСТРАЦИЯ И ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ С ВЕЩЕСТВОМ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ**

**Методическое пособие по курсу «Физика»  
для студентов всех специальностей  
и форм обучения БГУИР**

**Минск 2004**

УДК 539.16 (076)  
ББК 22.383 я7  
А 65

Рецензент: заведующий кафедрой физики БГУИР, д-р физ.-мат. наук,  
проф. Н.Т.Квасов.

Андрианова Е.В.

А 65 Регистрация и взаимодействие с веществом ионизирующих излучений:  
Метод. пособие по курсу «Физика» для студ. всех спец. и всех форм обуч. БГУ-  
ИР/ Е.В.Андрианова.- Мн: БГУИР, 2004. – 46 с.

ISBN 985-444-586-0

В пособии изложены теории о строении атомного ядра, описаны основные процессы радиоактивного распада, даны понятия различных доз ионизирующих излучений и их воздействие на организмы.

Приведены описание и порядок выполнения лабораторной работы.

УДК 539.16 (076)  
ББК 22.383 я 7

ISBN 985-444-586-0

© Е.В. Андрианова, 2004  
©БГУИР, 2004

## СОДЕРЖАНИЕ

1. Модели ядра
  2. Выход частиц из ядра. История открытия
  3. Взаимодействие излучения с веществом
  4. Дозы
  5. Влияние ионизирующих излучений на органические структуры и живые организмы
  6. Радиоактивность. Загрязненность поверхностей
  7. Детекторы (принцип работы)
  8. Описание установки
  9. Выполнение работы
- Литература

# РЕГИСТРАЦИЯ И ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ С ВЕЩЕСТВОМ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

## 1. МОДЕЛИ ЯДРА

В настоящее время нет законченной теории, которая объясняла бы все свойства атомного ядра и отвечала бы на все вопросы относительно структуры и свойств атомного ядра, например, на такие:

1. Какие ядра стабильны, какие радиоактивны?
2. Каковы виды радиоактивности, период полураспада, форма спектра, угловое распределение вылетающих частиц для радиоактивных ядер?
3. Чему равны вероятности переходов из возбужденных состояний в низшие состояния для разных механизмов этих переходов и в зависимости от параметров уровней?

А также многие другие вопросы.

Ввиду отсутствия теории ядра ответы на эти вопросы можно пытаться получить при помощи различных моделей атомного ядра. За основу той или другой ядерной модели берут некоторые выделенные свойства атомного ядра, которые считают главными при построении данной модели. Другими свойствами ядра в этой модели пренебрегают. Естественно, что модель ядра, построенная по такому принципу, имеет ограниченную область применения. Однако в пределах этой области каждая модель позволяет получить ряд интересных результатов.

### Капельная модель ядра

Еще в 1911 г. Резерфорд для объяснения аномального рассеяния  $\alpha$ -частиц предположил, что внутри атома имеется ядро шарообразной формы размером около  $10^{-12}$  см. Позднее в результате анализа эмпирически обнаруженной связи между временем жизни  $\alpha$ -радиоактивных ядер и энергией испускаемых ими  $\alpha$ -частиц удалось оценить радиус этих ядер. Оказалось, что для всех  $\alpha$ -радиоактивных ядер

$$R = r_0 A^{1/3},$$

где  $r_0 = (1,45-1,5) \cdot 10^{-13}$  см;  $A$  – массовое число.

Предположим, что закон  $R \sim A^{1/3}$  справедлив не только для  $\alpha$ -радиоактивных, но и для остальных ядер. Тогда масса любого ядра пропорциональна его объему ( $A \sim R^3$ ), и, следовательно, все ядра имеют одинаковую концентрацию нуклонов:

$$n = \frac{A}{V} = \frac{A}{(4/3)\pi R^3} = \frac{A}{(4/3)\pi \cdot 1,5 \cdot 10^{-13} \cdot A} = 10^{38} \text{ нуклон/см}^3,$$

одинаковую плотность:

$$\rho = nm_N = 10^{38} \cdot 1,66 \cdot 10^{-24} \approx 10^{14} \text{ г/см}^3,$$

и одинаковое значение среднего расстояния между нуклонами:

$$\delta = (V/A)^{1/3} = (10^{-38})^{1/3} \approx 2 \cdot 10^{-13} \text{ см.}$$

Впоследствии правильность такого предположения была доказана разнообразными методами определения радиусов атомных ядер.

То, что плотность ядерного вещества всех ядер постоянна, говорит о его несжимаемости. Это свойство сближает ядерное вещество с жидкостью. О такой аналогии свидетельствует также отмеченная пропорциональность энергии связи  $\Delta W$  массовому числу  $A$ , которую можно сравнить с линейной зависимостью энергии испарения жидкости от ее массы.

Вытекающее из постоянства средней энергии связи  $\varepsilon = \Delta W/A$  свойство насыщения ядерных сил углубляет аналогию, так как подобным же свойством обладают химические силы, связывающие молекулы жидкости. Все это позволяет построить капельную модель ядра, по которой ядро представляет собой каплю несжимаемой заряженной сверхплотной ядерной жидкости.

Введем коэффициент пропорциональности  $\alpha = \varepsilon = \Delta W/A$  и запишем энергию связи в виде

$$\Delta W = \alpha A.$$

В такой записи предполагается, что все  $A$  нуклонов ядра равноценны. На самом деле это неверно, так как поверхностные нуклоны ядерной «капли» находятся в особом положении, потому что они притягиваются только с одной (внутренней) стороны. В связи с этим энергия связи ядра будет меньше  $\alpha A$  на величину, пропорциональную поверхности капли, т.е.  $A^{2/3}$  (поверхностное натяжение):

$$\Delta W = \alpha A - \beta A^{2/3},$$

где  $\beta$  – коэффициент пропорциональности.

Далее, надо учесть кулоновское расталкивание протонов, которое должно быть пропорционально  $Z^2$  (кулоновские силы не обладают насыщением, и каждый из  $Z$  протонов взаимодействует со всеми остальными  $(Z - 1)$ , так что  $Z(Z - 1) \sim Z^2$ ) и обратно пропорционально  $r \sim A^{1/3}$ . Оно также уменьшает энергию связи:

$$\Delta W = \alpha A - \beta A^{2/3} - \frac{\gamma Z^2}{A^{1/3}},$$

где  $\gamma$  – коэффициент пропорциональности.

Наконец, формула должна отражать наблюдающуюся в природе симметрию в строении атомных ядер. Эта симметрия в явном виде выступает в легких ядрах, которые, как правило, состоят примерно из одинакового числа протонов и нейтронов. Это означает, что ядра с  $Z = A/2$  обладают наибольшей устойчивостью и, следовательно, имеют наибольшую удельную энергию связи  $\varepsilon$ . Отклонение от равенства  $Z = A/2$  в любую сторону ведет к уменьшению энергии связи и должно быть учтено в формуле для  $\Delta W$  членом вида  $\zeta(A/2 - Z)^2/A$  со знаком минус, где  $\zeta$  – коэффициент пропорциональности. Этот член полуэмпирической формулы не может быть объяснен с помощью капельной модели. Он появляется из-за того, что нейтрон и протон имеют спин  $1/2$  и подчиняются принципу Паули. Как известно из атомной физики, принцип Паули запрещает взаимодействие между тождественными частицами со спином  $1/2$  в некоторых состояниях.

Благодаря этому среднее взаимодействие между двумя различными нуклонами больше, чем между двумя тождественными. Значит, при данном  $A$  образование системы из равного числа протонов и нейтронов ( $Z = N$ ) энергетически выгоднее, чем из разного ( $Z \neq N$ ).

С учетом симметрии формула для энергии связи выглядит следующим образом:

$$\Delta W = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} - \xi \frac{(\frac{A}{2} - Z)^2}{A}. \quad (1.1)$$

Так как масса атома связана с энергией связи соотношением  $\Delta W = Zm_p + (A - Z)m_n - M_{(A,Z)}$ , то представляется возможным производить также и вычисление массы атомов:

$$M_{(A,Z)} = Zm_p + (A - Z)m_n - \alpha A + \beta A^{2/3} + \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} + \xi \frac{(\frac{A}{2} - Z)^2}{A}, \quad (1.2)$$

где все массы приведены в электронвольтах ( $E = mc^2$ ).

Коэффициенты  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  и  $\xi$  были найдены сопоставлением с известными (из сравнения измеренных значений масс атомов) энергиями связи,  $\alpha = 15,75 \text{ Мэв}$ ;  $\beta = 17,8 \text{ Мэв}$ ;  $\gamma = 0,71 \text{ Мэв}$ ;  $\xi = 94,8 \text{ Мэв}$ .

Полученная формула для массы хорошо передает значения масс всех атомов с нечетным  $A$ . При этом достаточно точные значения масс получаются не только для стабильных, но и для радиоактивных ядер. Однако для ядер с четным значением  $A$  эта формула дает неправильные значения масс.

Все ядра по их устойчивости можно разделить на три группы. В первую входят наиболее устойчивые четно-четные ядра (четное число протонов и четное число нейтронов); во вторую – менее устойчивые четно-нечетные и нечетно-четные ядра (с нечетным массовым числом  $A$ ) и, наконец, в третью – нечетно-нечетные ядра, которые, как правило, нестабильны.

В связи с этим масса атомных ядер с данным четным массовым числом  $A = 2n = \text{const}$  при последовательном изменении заряда ядер  $Z$  на единицу (переводящем ядро из первой группы в третью и наоборот) меняется не плавно, а скачкообразно. Такой характер изменения массы ядер с изменением  $Z$  не предусмотрен формулой (1.2). Поэтому для четно-четных ядер она дает завышенное значение массы, а для нечетно-нечетных – заниженное. Чтобы формула правильно передавала значения масс всех ядер, в нее надо ввести еще одно слагаемое  $\delta A^{-3/4}$ , где

$$\delta = \begin{cases} +\delta & \text{для четно - четных ядер;} \\ 0 & \text{для нечетных ядер;} \\ -\delta & \text{для нечетно - четных ядер.} \end{cases}$$

Сопоставление с известными значениями масс четно-четных ядер дает для  $|\delta|$  для величину

$$|\delta| = 34 \text{ эв.}$$

Формулы с  $\delta$ -членом

$$\Delta W = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} - \xi \frac{(\frac{A}{2} - Z)^2}{A} + \delta A^{-3/4} \quad (1.3)$$

и

$$M_{(A,Z)} = Zm_p + (A - Z)m_n - \alpha A + \beta A^{2/3} + \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} + \xi \frac{(\frac{A}{2} - Z)^2}{A} - \delta A^{-3/4} \quad (1.4)$$

дают одинаково хорошие значения энергий связи (и масс) для ядер как с нечетным, так и с четным  $A$ .

Объяснить существование  $\delta$ -члена в рамках капельной модели ядра нельзя.

Его появление связано с существованием у нуклонов парного взаимодействия.

В соответствии с опытом особо устойчивыми оказываются ядра, число протонов которых либо число нейтронов (либо оба эти числа) равно 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126. Эти числа получили название *магических*. Ядра, у которых число протонов  $Z$  или число нейтронов  $N$  является магическим (т.е. особо устойчивые ядра), также называются магическими. Ядра, у которых магическими являются и  $Z$ , и  $N$ , называются дважды магическими. Эти ядра особенно устойчивы.

Капельная модель атомного ядра помогла объяснить многие явления. С ее помощью удалось получить полуэмпирическую формулу для энергии связи и массы ядра, объяснить многие особенности деления тяжелых ядер и некоторые закономерности  $\alpha$ -распада, получить качественное представление о структуре первых возбужденных состояний четно-четных ядер, предсказать массы и энергии связи некоторых новых ядер.

### Оболочечная модель

Оболочечная модель ядра была развита Марией Гепперт-Майер и другими учеными. Выше отмечалось, что ядра, содержащие магическое число нуклонов, особо устойчивы (т.е. имеют аномально большую энергию связи). Также они имеют нулевой электрический квадрупольный момент (т.е. сферически симметричны). Эта своеобразная периодичность в свойствах ядер, сходная с периодическим изменением свойств атомов, позволяет предположить, что подобно атому, ядра имеют оболочечную структуру.

Существование магических чисел указывает на наличие какой-то внутренней структуры ядра, на закономерное распределение отдельных частиц ядра по его энергетическим уровням или орбитам, подобно тому, как это наблюдается с атомными электронами. Можно полагать, что совокупность частиц, находящихся на одном или нескольких близких друг к другу по значению энергии уровнях, составляет ядерную оболочку, последовательное заполнение которой приводит к образованию особо устойчивых ядер (по аналогии с образованием инертных газов при застройке атомных оболочек).

Как известно, в основе объяснения периодической системы элементов Менделеева лежит специфический характер взаимодействия электронов с ядром. В атоме имеется центральное кулоновское поле притяжения (силовой центр), в котором движутся слабо взаимодействующие между собой электроны.

Заполнение уровней атома электронами проводится в соответствии с принципом Паули.

На первый взгляд кажется, что оболочечную модель ядра построить нельзя. В самом деле, два из трех условий, необходимых для построения оболочечной модели, для нуклонов атомного ядра не выполняются. Атомное ядро в отличие от атома не имеет выделенного силового центра, и нуклоны ядра в отличие от электронов атома сильно взаимодействуют между собой.

Известно, что концентрация нуклонов в ядре равна  $n \approx 10^{38}$  нуклон/см<sup>3</sup>, а сечение взаимодействия нуклонов между собой при энергии 25 Мэв (средняя энергия движения нуклона в ядре)  $\sigma = 0,3 \cdot 10^{-24}$  см<sup>2</sup>. Поэтому средняя длина свободного пробега нуклона в ядре равна

$$\lambda = 1/n\sigma = \frac{1}{10^{38} \cdot 0,3 \cdot 10^{-24}} \approx 0,3 \cdot 10^{-13} \text{ см} \approx 0,3 \cdot 10^{-15} \text{ м}, \quad (1.5)$$

т.е. меньше радиуса ядра. В связи с этим, казалось бы, бессмысленно говорить о каком-либо регулярном, упорядоченном, словом, орбитальном движении нуклонов внутри атомного ядра. Однако, как выяснилось, именно сильное взаимодействие нуклонов, а также малый радиус этого взаимодействия позволяют построить сферически симметричный потенциал, в поле которого независимо друг от друга движутся нуклоны. Большую эффективность и малый радиус ядерного взаимодействия двух нуклонов можно описать при помощи узкой ( $\sim 10^{-13}$  см) и глубокой ( $\sim 30$  Мэв) потенциальной ямы (нуклонная яма), которую в первом приближении можно считать прямоугольной.

В атомном ядре нуклоны быстро движутся относительно друг друга на расстояниях, сравнимых с шириной нуклонной ямы. Поэтому взаимодействие нуклона с ядром можно описывать при помощи среднего, не зависящего от времени поля, которое изображается суммарной потенциальной ямой, образовавшейся в результате наложения многих соседних нуклонных потенциальных ям. Из-за тесного соседства нуклонов и малого радиуса ядерного взаимодействия средний потенциал должен быть близок к однородному (мало изменяться внутри ядра и быстро спадать к нулю на границе ядра). Так как ядро в первом приближении имеет сферическую форму, то потенциал должен обладать сферической симметрией.

В соответствии с квантовой механикой нуклоны, двигаясь в поле этого потенциала, могут находиться в различных энергетических состояниях. При этом основному состоянию ядра соответствует полное заполнение всех нижних уровней. Процесс столкновения двух нуклонов сводится к перераспределению между ними энергии, в результате чего один из них должен потерять часть своей энергии и перейти в более низкое энергетическое состояние. Но это невозможно, так как наиболее низкие энергетические уровни уже заняты и на них, согласно принципу Паули, другие нуклоны поместить нельзя. В связи с этим средняя длина свободного пробега нуклона от одного столкновения до другого оказывается значительно больше, чем это следует из формулы (1.5), и нуклоны в ядре можно считать практически невзаимодействующими. Это рассуждение справедливо только по отношению к нуклонам, находящимся в невозбужденном ядре. Для нуклона, влетевшего в ядро извне и возбуждившего ядро на энер-



гию, равную или больше энергии связи нуклона, столкновения становятся возможными из-за наличия свободных вышерасположенных уровней. Здесь формула (1.5) верна, а модель ядерных оболочек неприменима.

Таким образом, имеются все необходимые предпосылки для построения оболочечной модели ядра: в поле сферического потенциала движутся не взаимодействующие между собой частицы – протоны и нейтроны, которые имеют полуцелый спин и подчиняются принципу Паули. Потенциал в первом приближении одинаков для нейтронов и протонов, так как кулоновское отталкивание становится заметным только у тяжелых ядер. Это заключение подтверждается совпадением магических чисел для протонов и нейтронов. Благодаря сферической симметрии потенциала орбитальный момент количества движения  $l$  является интегралом движения, причем всем  $2l + 1$  ориентациям вектора  $l$  соответствует (из-за изотропии поля) одно и то же значение энергии. В соответствии с принципом Паули на этом энергетическом уровне может разместиться  $2(2l + 1)$  нуклонов данного типа (двойка из-за двух ориентаций спина). Тем самым становится возможным построить такую модель ядра, в которой нуклоны располагаются в определенном количестве на энергетических оболочках.

Простейшим вариантом модели оболочек является одночастичная модель для ядер с нечетным массовым числом  $A$ . В этой модели предполагается, что все нуклоны, кроме последнего нечетного, образуют сферически симметричный инертный остов с нулевым механическим и магнитным моментами, а все основные свойства ядра определяются последним нечетным нуклоном. В более сложных вариантах модели оболочек в качестве нейтрального остова рассматривается заполненная оболочка, а для остальных нуклонов учитывается их взаимодействие между собой.

Для определения положения уровней частиц задают параметры потенциальной ямы: ее ширину принимают равной диаметру ядра, а глубину находят из условия, что энергия связи нейтрона в ядре примерно равна  $8 \text{ Мэв}$  (параметры ямы не меняются заметным образом при изменении  $A$ ). Если для частицы, находящейся в такой яме, решить уравнение Шредингера, то получится серия собственных значений и соответствующих им собственных функций, описывающих различные состояния частицы в потенциальной яме.

На каждом уровне в соответствии с принципом Паули размещается  $N=2(2l+1)$  нуклонов каждого типа (протонов и нейтронов).

При изменении формы потенциальной ямы уровни перемещаются по энергетической шкале (иногда с изменением порядка чередования) и объединяются в группы близко расположенных уровней, между которыми возникают большие энергетические просветы. Такие группы близких по энергии уровней можно сопоставить с ядерными оболочками. В правильной модели полное число заполнения ( $\Sigma N$ ) оболочки должно совпадать с магическим числом. Большой энергетический просвет между оболочками обуславливает особую устойчивость магических ядер и затрудняет присоединение к ним следующего нуклона.

Наиболее естественным изменением прямоугольной потенциальной ямы, приближающим ее форму к реальному потенциалу, является скругление ее углов. Эта операция, как показывает расчет, не меняет порядка расположения

уровней, но приводит к объединению в группы некоторых состояний. Таким образом, оболочки для прямоугольной ямы с закругленными углами замыкаются на числах: 2, 8, 20, 40, 70 и 112. Сопоставление их с магическими числами (2, 8, 20, 50, 82 и 126) показывает, что рассмотренная схема дает правильные значения только для первых трех магических чисел.

Существуют два способа видоизменения описанной схемы для получения лучшего совпадения с экспериментом.

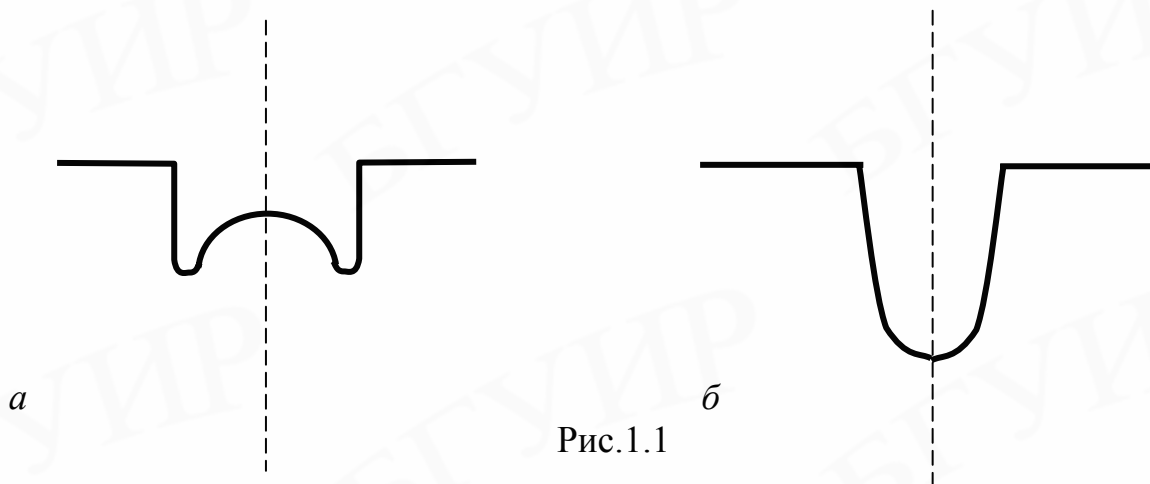


Рис.1.1

В первом способе проводится более радикальное изменение формы потенциальной ямы. Так, для ямы типа «дна бутылки» (рис.1.1,а) или потенциала осциллятора (рис.1.1,б) удастся получить такое расположение состояний, которое приводит к совпадению со всеми магическими числами.

Несмотря на большой успех модели ядерных оболочек, ее не следует переоценивать. Область применения модели весьма ограничена: она позволяет объяснить явления, относящиеся к некоторым свойствам сферических ядер (главным образом легких), в основном и слабо возбужденном состояниях. Но даже и в этой области наблюдаются разногласия модели с экспериментом. Перечислим главные из них.

1. При заполнении уровней потенциальной ямы нуклонами наблюдаются случаи расхождения между предсказываемыми и экспериментальными значениями спинов для некоторых ядер. Эту трудность модели обычно обходили при помощи утверждения о нерегулярном заполнении уровней (которое раньше было установлено в атомной физике при заполнении некоторых электронных оболочек). Однако такое объяснение не всегда выглядит убедительным.

2. Ряд чётно-чётных ядер, относящихся к середине заполнения оболочек, имеет ярко выраженную структуру вращательных уровней. Этот экспериментальный факт противоречит модели, основанной на предположении о сферической симметрии самосогласованного потенциала и, следовательно, ядра, так как согласно квантовой механике, сферически симметричное ядро не имеет вращательных степеней свободы.

3. Оболочечная модель дает резко заниженные значения электрических квадрупольных моментов для ядер, соответствующих заполнению середины ядерной оболочки. Очевидно, что квадрупольный электрический момент  $Q$  од-

ночастичного происхождения должен быть порядка  $eR^2$ , где  $R$  – радиус ядра. Между тем экспериментальные значения  $Q$  достигают 10–20  $eR^2$ .

4. Для тех же ядер (из середины ядерных оболочек) модель предсказывает резко заниженные по сравнению с экспериментом значения вероятностей  $\gamma$ -переходов типа  $E2$ , при которых испускаются  $\gamma$ -кванты, уносящие момент количества движения  $l=2$ .

Причины перечисленных недостатков оболочечной модели следует искать в тех предположениях, которые были положены в основу этой модели. Напомним, что таких предположений было сделано три: 1) сферическая симметрия потенциала; 2) отсутствие взаимодействия между нуклонами; 3) справедливость принципа Паули для нуклонов.

Поскольку сомневаться в справедливости принципа Паули оснований нет, то наблюдающееся несоответствие оболочечной модели с экспериментом можно объяснить нарушением двух первых предположений. Поэтому наиболее естественным и экономным (в смысле количества новых параметров теории) путем устранения недостатков оболочечной модели является введение несферичности, порожденной взаимодействием.

Модель атомного ядра, учитывающая эти два фактора, называется *обобщенной моделью ядра* (иногда ее называют коллективной моделью).

### Обобщенная модель

Обобщенная модель ядра была разработана в основном трудами Рейнвотера, Бора, Моттельсона, Хилла и Уиллера. Идея модели очень проста.

Самосогласованный сферически симметричный потенциал, используемый в модели ядерных оболочек, является результатом взаимодействия нуклонов между собой. Поэтому он не может быть абсолютно жестким и неизменным, а должен зависеть от движения и взаимодействия индивидуальных нуклонов. Характер и интенсивность этой зависимости определяются числом нуклонов  $n$  сверх заполненных оболочек.

Для ядер с заполненными или почти заполненными оболочками сферически симметричный потенциал обладает достаточно высокой стабильностью по отношению к возмущающему воздействию со стороны добавочных нуклонов. Поэтому потенциал, а следовательно, и форма ядра при небольшом количестве добавочных нуклонов остаются сферически симметричными. Возбужденные состояния этих ядер определяются одночастичными уровнями в сферически симметричном потенциале и квадрупольными колебаниями относительно равновесной сферически симметричной формы ядра.

Высокая стабильность формы ядра относительно равновесного сферически симметричного состояния означает, что кривая потенциальной энергии ядра круто возрастает с ростом деформации (рис.1.2, кривая 1). Первый осцилляционный уровень в такой яме должен находиться при значительной энергии возбуждения (сравнимой с энергией одночастичных состояний).

С ростом числа нуклонов сверх заполненных оболочек влияние индивидуального движения нуклонов на самосогласованный потенциал усиливается. Появляется центробежное давление избыточных нуклонов на стенки ядра. В ре-

зультате жесткость потенциала снижается, что приводит к уменьшению стабильности сферической формы ядра и снижению энергии колебательных уровней (рис.1.2, кривая 2).

Наконец, при некотором, достаточно большом числе добавочных нуклонов сферически симметричная форма ядра может оказаться нестабильной (рис.1.2, кривая 3), т.е. минимум потенциальной энергии будет соответствовать несферическому ядру с равновесной деформацией, отличной от нуля.

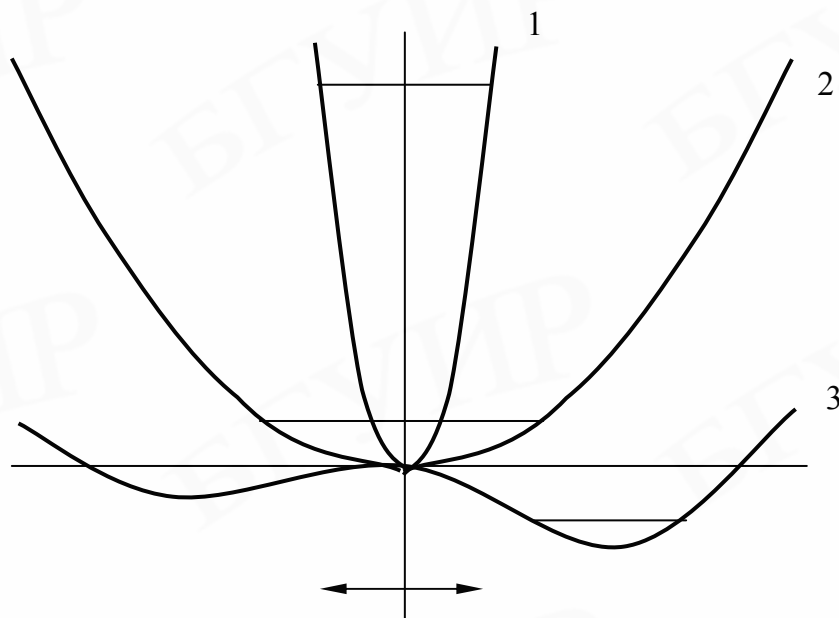


Рис.1.2

Согласно квантовой механике, несферическое ядро может вращаться. Поэтому у него должна появляться вращательная степень свободы, т.е. вращательные спектры уровней. Колебательные степени свободы у несферического ядра также сохраняются, но частота колебаний (энергия осцилляторных уровней) должна снизиться. Наконец, в несферическом потенциале должен измениться характер одночастичных уровней. Таким образом, система уровней несферического ядра определяется как одночастичным, так и коллективным (вращение, колебания) движением нуклонов, находящихся вне заполненных оболочек.

По мере увеличения числа нуклонов сверх заполненной оболочки коллективное взаимодействие возрастает все сильнее и сильнее и в конце концов станет настолько сильным, что начнет оказывать влияние на замкнутую сердцевину ядра, состоящую из нескольких заполненных оболочек. Это влияние можно наглядно представить себе как некую приливную волну, бегущую по заполненной сердцевине ядра под действием внешних «вращающихся» нуклонов. В этом случае деформации будет подвержено практически все ядро, вследствие чего у него должны возникать особенно сильные энергетические перестройки, масштаб которых может составлять 3 – 20 Мэв.

Введение несферичности путем учета взаимодействия нуклонов должно привести к следующим результатам.

1. В несферической потенциальной яме должны появиться одночастичные состояния, отличные от тех состояний, которые были найдены для сферической ямы.

2. В ядре с небольшим избытком нуклонов сверх замкнутых оболочек возможно появление колебательных уровней в результате взаимодействия избыточных нуклонов с поверхностью ядра.

3. В ядре с большим избытком нуклонов сверх заполненной оболочки должны возникать вращательные уровни.

4. При очень сильном возбуждении ядра возможны колебания ядра в целом. Масштаб этих колебаний порядка  $10 \text{ Мэв}$ .

Коллективное движение нуклонов, находящихся вне заполненных оболочек, приводит к изменению формы ядра (без изменения объема) и ориентации его в пространстве. Первое соответствует объемным и поверхностным колебаниям ядерного вещества, второе – вращению ядра (для несферических ядер).

Деформация ядра первоначально растет с ростом количества нуклонов на незаполненной оболочке, уменьшается при приближении к заполнению и исчезает при полном заполнении.

Сферическое ядро в результате деформации превращается в эллипсоид вращения, способный вращаться вокруг оси, перпендикулярной оси его симметрии. Однако в отличие от твердого тела вращение атомного ядра рассматривается гидродинамически, поэтому момент инерции ядра оказывается меньше момента инерции твердого тела такой же массы и формы. Обобщенная модель позволяет дать качественное объяснение изменения квадрупольных моментов ядер с изменением числа протонов и нейтронов и хорошо объясняет структуру первых возбужденных состояний четно-четных ядер с достаточно большим  $A$ . Расположение энергетических уровней таких ядер соответствует правилу интервалов, вытекающему из описанного выше характера вращения деформированного ядра.

### Ядерный ферми-газ

Простейшей моделью независимых частиц для ядра является модель ферми-газа. В этой модели вместо сложной картины, являющейся суперпозицией индивидуальных нуклон-нуклонных взаимодействий, рассматривается движение не взаимодействующих между собой нуклонов в поле усредненной потенциальной ямы с шириной  $R=r_0 A^{1/3}$ . Глубину ямы  $U_0$ , при которой она должна удерживать нуклоны в пределах радиуса ядра  $R$ , можно найти путем следующего простого рассуждения. Основному состоянию ядра соответствует наименее состояние ферми-газа при нулевой абсолютной температуре, когда все нижние состояния заполнены нуклонами (вырожденный ферми-газ). Полное число нейтронов

$$N = \int_0^{p_{\max}} \frac{dN}{dp} dp ,$$

где  $(dN/dp) = (8\pi p^2 V) / (2\pi\hbar)^3$  - плотность состояний в статистике Ферми ( $p$ - импульс нейтрона;  $V = 4\pi R^3/3 = 4\pi r_0^3 A$  - объем ядра;  $p_{\max}$  - максимальный импульс, который может иметь нейтрон при заполнении состояний).

В результате интегрирования имеем

$$N = \frac{V p_{\max}^3}{3\pi^2 \eta^2}.$$

Для симметричного ядра  $N = A/2$  и

$$p_{\max}^{(n)} \sqrt[3]{\frac{9}{8} \pi} \frac{\eta}{r_0} = 1,3 \cdot 10^{-14} \text{ эрг}\cdot\text{с}/\text{см}$$

(для  $r_0$  принято значение  $1,2 \cdot 10^{-13}$  см).

Отсюда максимальная кинетическая энергия нейтрона

$$T_{\max} = p_{\max}^2 / 2m_n = 32 \cdot \text{Мэв}.$$

Так как средняя энергия связи нейтрона в ядре равна 8 Мэв, то глубина потенциальной ямы  $U_0 = 32 + 8 = 40$  Мэв. Такие же параметры имеет и протонная яма симметричного ядра (предполагается, что в случае симметричного, т.е. легкого ядра кулоновским отталкиванием протонов можно пренебречь).

Если ядро несимметрично ( $N > Z$ ), тогда

$$T_{\max}^{(n)} > T_{\max}^{(p)} \text{ и } U_{0(n)} > U_{0(p)},$$

потому что между протонами существует дополнительное отталкивательное кулоновское взаимодействие.

Нетрудно показать, что средняя энергия нуклонов в ядре

$$\langle T_N \rangle = \int_0^{T_{\max}} T \frac{dN}{dT} dT \approx 20 \text{ МэВ}.$$

Оба значения ( $U_0$  и  $\langle T_N \rangle$ ) согласуются с аналогичными результатами, полученными из других соображений. Таким образом, модель независимых частиц дает неожиданно правдоподобное описание атомного ядра, которое оказалось похожим не только на жидкость, но и на газ.

Эту двойственную природу атомного ядра не следует считать противоречивой, потому что вырожденный ядерный ферми-газ сильно отличается от обычного ферми-газа при абсолютном нуле. В первом случае  $T_{\max} \approx V_0$ , т.е. нуклоны ядра при столкновении с другими нуклонами практически не меняют своего состояния. Они ведут себя как независимые частицы. Во втором случае  $V_0 \approx 10^3 T_{\max}$ , т.е. «замороженные» частицы обычного газа связаны гораздо сильнее, в результате чего обычный газ при абсолютном нуле проявляет свойства конденсированной среды.

Область применения модели ферми-газа не очень обширна. Она пригодна для качественного объяснения эффекта симметрии и насыщения, а также для объяснения свойств ядра, связанных с распределением внутриядерных нуклонов по импульсам. Последнее существенно при рассмотрении процессов, характеристики которых зависят от внутреннего движения нуклонов. Примером может служить процесс рождения  $\pi$ -мезонов при взаимодействии нуклона с

ядром. Порог этой реакции существенно снижается при соударении внешнего нуклона с внутренним нуклоном ядра, движущимся навстречу внешнему.

### Оптическая модель ядерных взаимодействий

Согласно оптической модели, ядро представляет собой не «черный», абсолютно поглощающий (как предполагается в боровской модели), а «серый» полупрозрачный шар с определенными коэффициентами преломления и поглощения. При попадании на такой шар нейтронная волна испытывает все виды взаимодействия, характерные для распространения света в полупрозрачной оптической среде (отражение, преломление и поглощение). Прошедшая часть волны, приобретая фазовый сдвиг  $\delta$ , интерферирует с падающей волной. В зависимости от величины фазового сдвига интерференция приводит к увеличению или уменьшению сечения. Величина  $\delta$  определяется расстоянием  $x$ , пройденным волной в ядре ( $x \leq 2R = 2r_0 A^{1/3}$ ), и «показателем преломления»

$$N = v_0/v = \sqrt{\frac{U+T}{T}} = \frac{K}{k},$$

где  $v_0$ ,  $U+T$ ,  $v$  и  $T$  – соответственно скорость и энергия нейтрона внутри и вне ядра ( $U$  – глубина потенциальной ямы).

Частичная прозрачность ядра для нейтронов с энергией в несколько мегаэлектронвольт, на первый взгляд, кажется очень странной. В самом деле, из формулы  $l=1/n\sigma$  для длины свободного пробега в этом случае получается  $l \ll R$ , что должно соответствовать случаю абсолютного поглощения. Объяснение этого кажущегося парадокса примерно такое же, какое было дано при обосновании модели ядерных оболочек.

Вследствие принципа Паули нейтрон невысокой энергии может взаимодействовать только с небольшим числом нуклонов, занимающих верхние уровни ядра. Действие же нижних нуклонов на нейтрон будет сводиться к действию некоторого усредненного потенциала. То частичное взаимодействие, которое возможно для нейтронов, приводит к их поглощению.

Оптическая модель, первоначально развитая для описания рассеяния нейтронов ядрами, была впоследствии распространена и на заряженные частицы (протоны, дейтроны,  $\alpha$ -частицы), для которых надо учитывать кулоновский потенциал. Современные варианты оптической модели, разработанные для нуклонов, позволяют вычислять сечение упругого рассеяния  $\sigma_y$ , дифференциальное сечение упругого рассеяния  $d\sigma_y/d\Omega$ , суммарное сечение всех неупругих процессов  $\sigma_{нр}$ , а также определять поляризацию рассеянных нуклонов  $P(\theta)$  в функции от угла рассеяния  $\theta$ .

Систематическое сравнение модели с опытом, сделанное для нейтронов в интервале энергий 3-15 Мэв, показало хорошее согласие между  $\sigma_{полн}^{эксп}$  и  $\sigma_{полн}^{опт}$  для сферических ядер и заметное различие для несферических.

## 2. ВЫХОД ЧАСТИЦ ИЗ ЯДРА. ИСТОРИЯ ОТКРЫТИЯ

Известно, что нестабильные ядра, а также все ядра, находящиеся в возбужденном состоянии, испытывают самопроизвольные, спонтанные превращения, приводящие к изменению состава или (и) внутренней энергии ядра. Такие самопроизвольно происходящие ядерные процессы называются радиоактивными, так как они протекают по законам радиоактивного распада. К числу радиоактивных процессов относятся  $\alpha$ -распад,  $\beta$ -распад (включая  $e$ -захват),  $\gamma$ -излучение, спонтанное деление тяжелых ядер, а также испускание запаздывающих нейтронов и протонов.

В 1895 г. немецкий ученый Рентген открыл лучи, которые впоследствии назвали его именем.

В первых опытах Рентгена испускание рентгеновских лучей сопровождалось флуоресценцией стеклянных стенок рентгеновской трубки. Были проведены широкие исследования флуоресценции, чтобы выяснить, не сопровождается ли она всегда испусканием рентгеновских лучей. Опыты проводились с завернутыми в черную бумагу фотопластинками, на которые накладывались различные вещества, флуоресцирующие под действием яркого света. Если флуоресценция сопровождается испусканием рентгеновских лучей, то фотопластинки должны почернеть. При испытании большого количества разнообразных флуоресцирующих веществ Беккерель обнаружил, что некоторые соли урана дают ожидаемый эффект. Однако дополнительные опыты показали, что этот эффект не был связан с флуоресценцией, так как он наблюдался даже и в том случае, когда соли урана не освещались. В дальнейшем установили, 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. Таким образом, было установлено, что наблюдаемый эффект есть внутреннее свойство атома урана (в то время еще не существовало представления об атомном ядре). Свойство атомов испускать излучение Пьер и Мария Кюри назвали *радиоактивностью*.

Вскоре Пьер и Мария Кюри открыли радиоактивность другого радиоактивного элемента – тория. Как и в случае с ураном, оказалось, что это явление не связано с физико-химическим состоянием вещества, а является свойством элемента. Неодинаковая активность различных радиоактивных руд объясняется просто разным процентом содержания радиоактивного элемента. Позднее анализ радиоактивных руд привел к открытию полония и радия, радиоактивность которых оказалась в миллионы раз сильнее, чем урана и тория.

Впервые излучение радиоактивных ядер было проанализировано при помощи опытов по отклонению его в электрическом и магнитном полях и по поглощению в веществе. В результате этих опытов было установлено, что радиоактивные вещества испускают три вида излучения.

1.  $\alpha$ -излучение – тяжелые положительно заряженные частицы, движущиеся со скоростью  $10^7$  м/с и поглощаемые слоем алюминия в несколько микрон.



Впоследствии методом спектрального анализа было показано, что этими частицами являются ядра гелия ( ${}^4\text{He}_2$ ).

2.  $\beta$ -излучение – легкие, отрицательно заряженные частицы, движущиеся со скоростью, близкой к скорости света, и поглощаемые слоем алюминия толщиной в среднем 1 мм. Этими частицами оказались электроны.

3.  $\gamma$ -излучение – сильно проникающее излучение, не отклоняющееся ни в электрическом, ни в магнитном поле. Природа  $\gamma$ -излучения – жесткое электромагнитное излучение, имеющее еще более короткую длину волны, чем рентгеновское. Позднее было установлено, что источником всех трех видов излучения является атомное ядро.

Подробное изучение радиоактивности привело Резерфорда в 1902 г. к открытию одного из изотопов радиоактивного газа радона ( $Rn$ ), относящегося к группе благородных газов. Радон возникает в результате  $\alpha$ -распада радия. Радон замечателен тем, что его активность  $A(t)$  заметно убывает со временем.

Через время  $T = 3,8$  дня она уменьшилась вдвое  $A(T) = A_0/2$ . Еще через время  $T$  снова вдвое и всего в четыре раза:  $A(2T) = A_0/4$  и т.д., так что через время  $t$  первоначальная активность  $A_0$  становилась равной

$$A(t) = \frac{A_0}{2^{t/T}}.$$

Естественно, что это явление интерпретировалось как уменьшение первоначального числа радиоактивных атомов  $N_0$  по аналогичному закону

$$N(t) = \frac{N_0}{2^{t/T}}.$$

Время  $T$ , за которое первоначальное количество  $N_0$  радиоактивных атомов уменьшается в два раза, было названо *периодом полураспада*.

### Закон радиоактивного распада

Широкое исследование радиоактивных элементов показало, что величина  $T$  неодинакова для разных элементов, но всегда одна и та же для данного изотопа.

Диапазон изменения  $T$  очень велик. В настоящее время известны  $\alpha$ -радиоактивные вещества с периодами полураспада от долей микросекунды до  $10^{15}$  лет. Непосредственно измерить убывание радиоактивности со временем можно только для таких веществ, которые имеют удобный период полураспада. Без особых трудностей можно, например, измерять периоды полураспада от нескольких секунд до нескольких часов и даже дней.

В этом случае при помощи ионизационной камеры или счетчика измеряется активность препарата в разные моменты времени и строится кривая, типа изображенной на рис.2.1. Если измерения проводились достаточно долго (несколько периодов), то кривая позволяет определить период полураспада  $T$  с большой точностью.

Если периоды полураспада менее одной секунды, то для их измерения требуются специальные методы, позволяющие за очень короткое время несколько раз определить активность препарата.

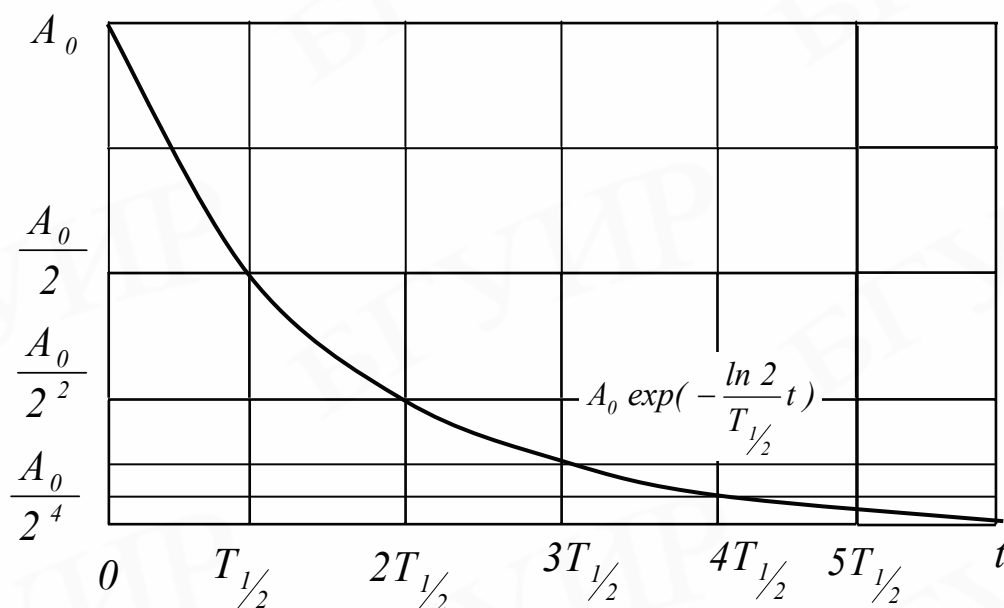


Рис.2.1

Большие периоды полураспадов (несколько дней и больше) измерить непосредственно очень трудно, а очень большие – невозможно, потому что точное определение периода должно длиться время, равное нескольким периодам. В этом случае период полураспада можно определить методом абсолютного счета частиц, испускаемых известным количеством исследуемого препарата или при помощи векового уравнения (см. ниже).

Повлиять на ход процесса радиоактивного распада, не изменив состояния атомного ядра, нельзя. Следовательно, для данного ядра, находящегося в определенном состоянии, вероятность радиоактивного распада  $\lambda$  за единицу времени постоянна.

Это означает, что число актов радиоактивного распада  $dN$  за время  $dt$  определяется только количеством радиоактивных ядер  $N(t)$  в данный момент времени  $t$ :

$$dN = -\lambda N dt . \quad (2.1)$$

Вероятность распада  $\lambda$  входит в это уравнение в качестве коэффициента, который называется *постоянной распада*. Постоянная распада является характеристикой данного изотопа. Знак минус соответствует убыванию вещества в процессе распада.

Решив это уравнение можно получить *основной закон радиоактивного распада*:

$$N = N_0 \exp(-\lambda t) . \quad (2.2)$$

Если в полученное уравнение подставить вместо времени  $t$  период полураспада  $T$ , то можно найти связь постоянной распада  $\lambda$  с периодом полураспада  $T$ . Действительно, так как  $N(T) = N_0/2$ , то

$$N_0 \exp(-\lambda T) = N_0 / 2 \text{ и } \exp(-\lambda T) = 1/2 \Rightarrow \lambda = \frac{\ln 2}{T} \approx 0,69 / T . \quad (2.3)$$

С учетом (2.3) уравнение (2.1) можно переписать в форме, удобной для экспериментального определения периода полураспада  $T$  долгоживущих радиоактивных ядер:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{0,69N}{T}.$$

Для этого достаточно измерить число распадов в единицу времени  $dN/dt$  известного количества радиоактивных ядер  $N$ . Подобные измерения можно выполнить, например, при помощи ионизационной камеры, на один из электродов которой нанесено тонким слоем известное количество радиоактивного вещества. Измерения активности радия показали, что 1 г радия за секунду претерпевает около  $3,7 \cdot 10^{10}$  распадов; это соответствует периоду полураспада  $T \approx 1600$  лет.

Из основного закона радиоактивного распада следует, что процесс радиоактивного распада описывается экспоненциальной функцией. Поэтому в любой (сколь угодно далекий от начального) момент времени  $t$  имеются еще не распавшиеся ядра со временем жизни больше  $t$ . Наоборот, все ядра, распавшиеся к этому моменту, прожили время, меньшее  $t$ , причем тем меньшее, чем раньше они распались. Среднее время жизни  $\tau$  радиоактивного ядра равно обратной величине от постоянной распада  $\lambda$ . Этот результат совершенно естественен, так как постоянная распада имеет физический смысл вероятности распада, т.е. доли распадов, приходящейся на единицу времени. Очевидно, что за время  $\tau$  первоначальное число ядер уменьшится в  $e$  раз.

Если ядра  $N_2$ , возникающие в результате радиоактивного распада ядер  $N_1$ , в свою очередь, являются радиоактивными, то для описания процесса этих двух последовательных превращений вместо одного дифференциального уравнения надо написать систему двух дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{dN_1(t)}{dt} &= -\lambda_1 N_1(t), \\ \frac{dN_2(t)}{dt} &= \lambda_1 N_1(t) - \lambda_2 N_2(t), \end{aligned}$$

где  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  – постоянные распада ядер  $N_1$  и  $N_2$ . Здесь первое дифференциальное уравнение аналогично уравнению (2.1) и описывает процесс радиоактивного распада первичного (материнского) вещества. Второе дифференциальное уравнение описывает изменение количества вторичного (дочернего) вещества и содержит справа два слагаемых. Первое дает прирост радиоактивных ядер вторичного вещества из-за распада первичного и поэтому в точности равно  $\lambda_1 N_1$ , т.е. числу распадающихся ядер первичного вещества. Второе слагаемое равно числу распадающихся ядер вторичного вещества.

Решая эти уравнения, при условии  $T_2 \ll t \ll T_1$ , можно получить уравнение векового, или секулярного, равновесия:

$$\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2.$$

Физический смысл векового уравнения очень ясен. Так как, согласно уравнению (2.1),  $\lambda N$  равно числу распадов в единицу времени, то соотношение  $\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2$  означает, что число распадов дочернего вещества  $\lambda_2 N_2$  равно числу рас-

падов материнского вещества, т.е. числу образующихся при этом ядер дочернего вещества  $\lambda_1 N_1$ .

Вековое уравнение широко используется для определения периодов полураспада долгоживущих радиоактивных веществ.

### **$\alpha$ -распад**

Главными характеристиками  $\alpha$ -радиоактивных ядер и испускаемых ими  $\alpha$ -частиц являются период полураспада  $T$ , кинетическая энергия  $T_\alpha$  и пробег  $R$ .

Период полураспада  $T$  можно измерить непосредственно по убыванию активности со временем, а также определить по количеству распадов в единицу времени или из векового равновесия.

Пробеги  $\alpha$ -частиц в разных средах измеряют различными методами. В газообразных – с помощью камеры Вильсона, в жидких – с помощью пузырьковых камер, в твердых – с помощью фотографической эмульсии. Применяют также различные комбинированные способы с использованием фильтров из тонких пленок или фольг и счетчиков.

Энергия  $\alpha$ -частиц в первых опытах определялась по их пробегу.

Переход от пробегов к энергии производится при помощи эмпирических или теоретических формул, связывающих пробег и энергию  $\alpha$ -частицы для данной среды. В первом приближении пробег  $\alpha$ -частицы в воздухе связан с ее энергией степенной функцией вида

$$R \cdot m \sim 30 \cdot T_\alpha^{3/2} \text{ МэВ}.$$

Согласно энергетической схеме  $\alpha$ -распад становится возможным в том случае, когда  $\epsilon_\alpha < 0$ , т.е. когда энергия исходного ядра больше суммы энергий ядра-продукта и  $\alpha$ -частицы. Но если это так, то почему  $\alpha$ -распад не происходит мгновенно (т.е. за время  $\tau \approx R/v$ , где  $R$  – радиус ядра, а  $v$  – скорость  $\alpha$ -частицы)? Ответ на этот вопрос был получен после опыта Резерфорда по рассеянию  $\alpha$ -частицы  $ThC'$  на тяжелых  $\alpha$ -радиоактивных ядрах.

В 1927 г. Резерфорд установил, что  $\alpha$ -частицы  $ThC'$ , имеющие энергию  $T_\alpha = 8,8 \text{ МэВ}$ , рассеиваются тяжелыми  $\alpha$ -радиоактивными ядрами (испускающими  $\alpha$ -частицы с меньшей энергией) в соответствии с законом Кулона. Никакой аномалии рассеяния, свидетельствующей о ядерном характере взаимодействия  $\alpha$ -частиц  $ThC'$  с ядрами мишени, не наблюдалось.

Результаты опыта Резерфорда схематически изображены на рис.2.2.

На рис.2.2,а представлена схема  $\alpha$ -распада: по оси абсцисс отложено расстояние  $r$  между дочерним ядром и  $\alpha$ -частицей, так что состояние системы до  $\alpha$ -распада соответствует  $r < R$ , а после распада  $r > R$  ( $R$  – радиус ядра); по оси ординат отложена энергия системы. Как обычно за нуль энергии выбрана сумма масс покоя дочернего ядра и  $\alpha$ -частицы. Уровень  $E$  соответствует энергии исходного  $\alpha$ -радиоактивного ядра, причем  $E < 8,8 \text{ МэВ}$  (например для урана  $E \approx 4 \text{ МэВ}$ ).  $\alpha$ -распад соответствует росту  $r$  и переходу системы из энергетического состояния  $E$  в нулевое состояние. Энергия  $E$  выделяется в виде кинетической энергии  $\alpha$ -частицы и дочернего ядра.

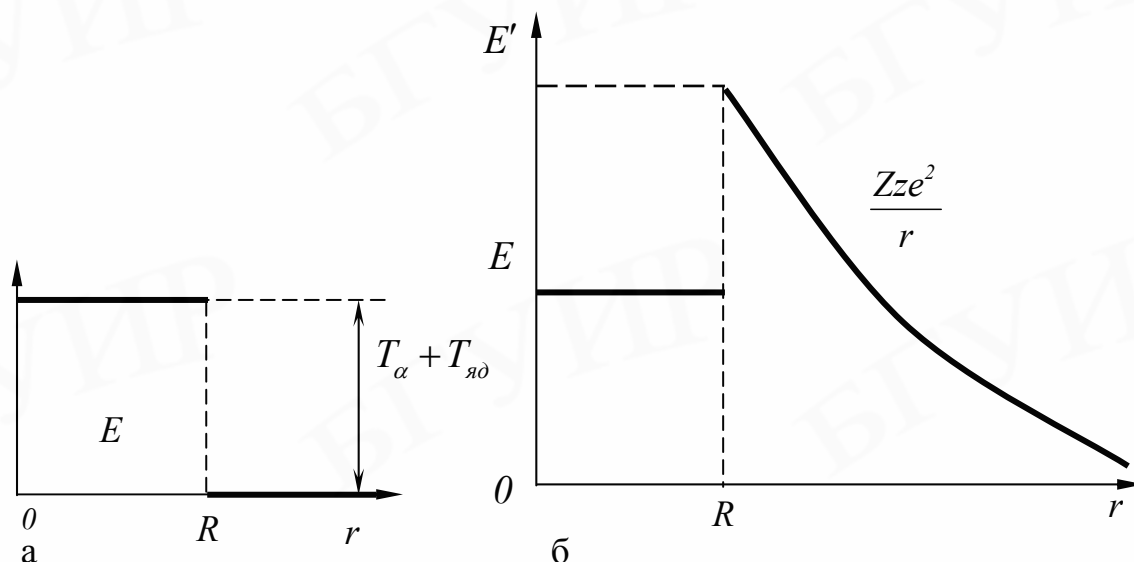


Рис.2.2

На рис.2.2,б изображена схема рассеяния  $\alpha$ -частиц  $ThC'$  ( $T_\alpha=8,8$  Мэв). Первый этап рассеяния (сближение  $\alpha$ -частицы с ядром) соответствует уменьшению  $r$  и росту энергии системы по закону Кулона от нулевого значения до значения  $E'$ , которое при  $r=R$  должно быть, согласно опыту Резерфорда больше 8,8 Мэв. Таким образом, энергия системы при  $r \approx R$  оказывается больше как начального ( $E$ ), так и конечного (0) ее значения.

Кривая потенциальной энергии при  $r=R$  имеет максимум, который называется *кулоновским потенциальным барьером*. Поэтому нет ничего удивительного в том, что  $\alpha$ -распад происходит не мгновенно. Скорее надо удивляться тому, что он вообще происходит. В самом деле, преодоление  $\alpha$ -частицей с кинетической энергией 4 Мэв кулоновского барьера высотой  $E' > 8,8$  Мэв можно сравнить со спуском безмоторной тележки или санок с горы высотой 4 м с последующим подъемом по инерции на гору высотой более 8,8 м. Невозможность такого движения тележки очевидна. Однако объяснение опыта Резерфорда, как показали в 1928-1929 гг. Гамов, Генри и Кондон, заключается именно в этом неправдоподобном с точки зрения классической физики эффекте преодоления потенциального барьера.

Прохождение частицы через потенциальный барьер (туннельный эффект) хорошо описано в учебной литературе. Для случая прохождения  $\alpha$ -частицы необходимо внести уточнение: под знаком корня в выражении прозрачности барьера должна стоять приведенная масса  $\mu = mM/(M+m)$ , где  $M$  – масса ядра, а  $m$  – масса  $\alpha$ -частицы, но так как  $m \ll M$ , то  $\mu \approx m$ .

Количественно это рассматривается так. Пусть имеется система, состоящая из дочернего ядра (заряда  $+Ze$ ), и  $\alpha$ -частица (заряда  $+ze$ ). Примем, что поле вокруг ядра  $V(r)$  является сферически симметричным. Составим уравнение Шредингера

$$\frac{\hbar^2}{2m} \nabla_r^2 \Psi + V(r)\Psi = E\Psi$$

в сферических координатах и в системе центра масс, в котором потенциальная энергия  $V(r)$  удовлетворяет условиям

$$V(r) = \begin{cases} \frac{zZe^2}{r} & \text{при } r > R_0; \\ -V_0 & \text{при } r < R_0. \end{cases}$$

Решая уравнение Шредингера на собственные функции и собственные значения, путем несложных математических преобразований, можно получить коэффициент прозрачности барьера.

Для трехмерного случая коэффициент прозрачности барьера равен

$$D = \exp \left[ -\frac{2}{\hbar} \int_{r_1}^{r_2} \sqrt{2m(V(r) - E)} dr \right].$$

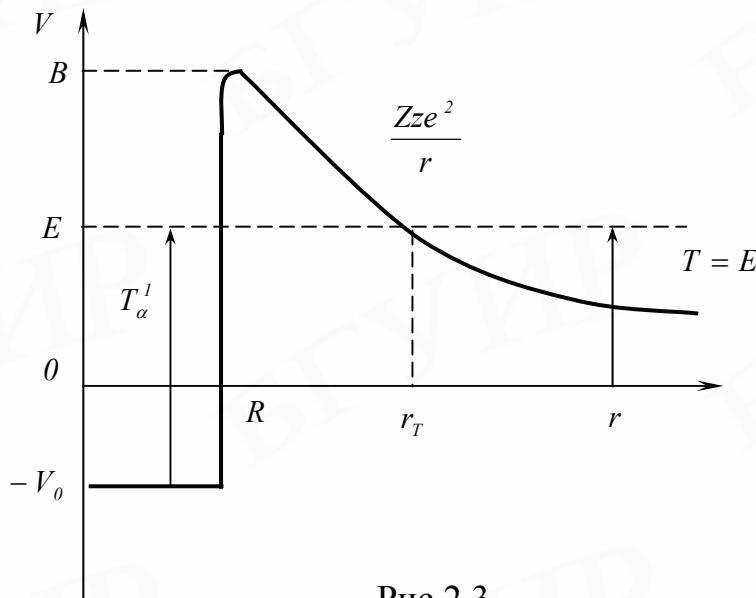


Рис.2.3

Рассмотрим для примера простейший случай кулоновского потенциала  $V_{кул} = Zze^2/r$ , действующего между двумя заряженными частицами с зарядами  $Z$  и  $z$ , например между  $\alpha$ -частицей и ядром при  $\alpha$ -распаде ( $z=2$ ). Этот процесс представлен на рис.2.3. В этом случае коэффициент прозрачности барьера примет следующий вид:

$$D = \exp \left[ -\frac{2}{\hbar} \int_R^{r_T} \sqrt{2m \left( \frac{Zze^2}{r} - E \right)} dr \right].$$

Здесь  $E=T$  – кинетическая энергия  $\alpha$ -частицы;  $R$  – радиус ядра;  $r_T = Zze^2/T$  – точка поворота, которую можно найти из условия  $V_{кул}(r_T) = T$ ;  $m$  – масса  $\alpha$ -частицы. Высоту кулоновского барьера можно легко оценить по формуле  $B = Zze^2/R$ .

Коэффициент прозрачности барьера  $D$  имеет физический смысл вероятности того, что  $\alpha$ -частица, находящаяся внутри ядра вблизи от его поверхности, пройдет через потенциальный барьер и окажется вне ядра.

Вероятность  $\alpha$ -распада в секунду ( $\lambda$ ) определяется как произведение вероятности  $D$  прохождения  $\alpha$ -частицы через барьер на вероятность  $\alpha$ -распада при отсутствии барьера:

$$\lambda = \nu D.$$

Вычисление множителя  $\nu$  составляет наибольшие трудности. Этот множитель должен учитывать вероятность возникновения  $\alpha$ -частицы из нуклонов в ядре, скорость ее движения в ядре и другие параметры, характеризующие свойства ядра. Существующая теория не позволяет провести такой учет удовлетворительным образом.

Согласно классическим представлениям множитель  $\nu$  истолковывается как частота соударений  $\alpha$ -частицы, обладающей скоростью движения в ядре  $v$ , со стенкой барьера, и она равняется  $\nu = v/2R_0 = \sqrt{\frac{2E}{m}}/2R_0$ , где  $2R_0$  – расстояние, которое пробегает  $\alpha$ -частица в ядре.

Итак, постоянная  $\alpha$ -распада  $\lambda$  равняется

$$\lambda = \left( \sqrt{\frac{2E}{m}} / 2R_0 \cdot D_0 \exp \left\{ - \left( \frac{2}{\eta} \right) \cdot \int_R^r \sqrt{2m \left( \frac{zZe^2}{r} - E \right)} \cdot dr \right\} \right)$$

### **$\beta$ -распад**

$\beta$ -распадом называется процесс самопроизвольного превращения нестабильного ядра в ядро-изобар с зарядом, отличным на  $\Delta Z = \pm 1$ , в результате испускания электрона (позитрона) или захвата электрона. Период полураспада  $\beta$ -радиоактивных ядер меняется от  $\sim 10^{-2}$  с до  $\sim 2 \cdot 10^{15}$  лет. Энергия  $\beta$ -распада заключена в пределах от 18 кэВ (для  ${}^3\text{H}_1$ ) до 16,6 МэВ (для  ${}^{12}\text{N}_7$ ).

Хорошо известно, что в ядре нет электронов, так как обратное предположение противоречит экспериментально установленным свойствам ядер. Можно привести несколько доводов в пользу этого положения.

Предположение о существовании в ядре электронов не согласуется с известными из опыта значениями спинов и магнитных моментов ядер. Против существования в ядре электронов говорит также большое время жизни  $\beta$ -радиоактивных ядер, которое нельзя объяснить существованием потенциального барьера (большая прозрачность барьера из-за малого значения массы). Наконец, о невозможности существования в ядре электронов свидетельствует квантово-механическое соотношение неопределенностей, связывающее между собой импульс и координаты микрочастицы:

$$\Delta p \cdot \Delta r \approx \hbar.$$

Это соотношение отражает особую форму движения микрочастиц, для которых, как показывают опыты по дифракции, нельзя одновременно достаточно точно определить координаты и импульс. В применении к электрону оно дает для импульса электрона величину

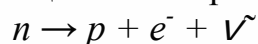
$$\Delta p = \hbar / \Delta r = 10^{-34} / 10^{-14} = 10^{-20} \text{ Дж} \cdot \text{с} / \text{м}.$$

Это соответствует энергии электрона

$$T \approx \Delta p \cdot c = 20 \text{ Мэв},$$

что существенно превышает энергию электронов  $\beta$ -распада. Заметим, что различие кинетической энергии частицы внутри и вне ядра с точки зрения квантовой механики вполне допустимо (сравните аналогичную ситуацию при рассмотрении механизма  $\alpha$ -распада). Оно означает, что частица находится в глубокой потенциальной яме, т.е. удерживается в ядре огромными силами притяжения. Однако такое заключение по отношению к рассматриваемому случаю (электрон и ядро) сделать нельзя, так как оно должно приводить к легко проверяемым экспериментальным следствиям, которые не наблюдались.

Таким образом, в ядре нет электронов. Они возникают в ядре в самый момент  $\beta$ -распада в результате превращения нейтрона в протон по схеме



(если выполняется энергетическое условие  $\beta$ -распада). Возникший электрон не может остаться в ядре и вылетает из него. Одновременно с электроном вылетает антинейтрино. Аналогично протекает процесс  $\beta^+$ -распада, который сопровождается вылетом нейтрино. Таким образом, в некотором смысле  $\beta$ -распад подобен процессу излучения атома, в котором фотон также возникает в самый момент излучения.

Что в процессе  $\beta$ -распада из ядра вылетают именно электроны, т.е. те самые частицы, которые входят в состав атома, следует из нескольких соображений. Главные из них заключаются в следующем.

1. Совпадение заряда и массы  $\beta^-$ -частиц и атомных электронов.
2. Аннигиляция  $\beta^+$ -частиц при встрече с атомными электронами.
3. Захват ядрами атомных электронов.
4. Принцип Паули остается справедливым для смешанного ансамбля частиц, содержащего атомные электроны и  $\beta$ -частицы ( $\beta^-$ -частицы, испущенные ядром, не захватываются электронными уровнями атома, занятыми электронами).

Теория  $\beta$ -распада была создана в 1934 г. итальянским физиком Э.Ферми по аналогии с квантовой электродинамикой.

Согласно квантовой электродинамике, процесс испускания и поглощения фотонов рассматривается как результат взаимодействия заряда с окружающим его электромагнитным полем. Фотоны не содержатся в готовом виде в атоме, а возникают в самый момент их испускания. Их источником является заряд.

Процесс  $\beta$ -распада в теории Ферми рассматривается как результат взаимодействия нуклона ядра с электрон-нейтринным полем: нуклон переходит в другое состояние (из нейтрона в протон или наоборот) и образуется электрон (позитрон) и антинейтрино (нейтрино). Источниками легких частиц являются нуклоны.

Известны три вида  $\beta$ -распада:  $\beta^-$ -распад,  $\beta^+$ -распад и  $e$ -захват ( $K$ -захват).

Простейшим примером электронного  $\beta$ -распада является (если не считать  $\beta$ -распад нейтрона)  $\beta$ -распад трития. В конечном итоге  $\beta$ -распад трития сводится к превращению одного нейтрона в протон.



Энергетическое условие возможности  $\beta$ -распада ядра с массовым числом  $A$  и зарядом  $Z$  записывается так:

$$M(A, Z) > M(A, Z+1) + m_e.$$

Масса исходного ( $\beta$ -радиоактивного) ядра должна быть больше суммы масс конечного ядра и электрона. Это условие можно выразить через массы атомов, если к левой и правой частям неравенства прибавить по  $Zm_e$ :

$$M_{am}(A, Z) > M_{am}(A, Z+1).$$

Энергия, выделяющаяся при  $\beta$ -распаде:

$$E_{\beta} = [M_{am}(A, Z) - M_{am}(A, Z+1)]c^2.$$

Для  $\beta$ -распада трития  $E_{\beta^-} = 0,018$  МэВ.

Примером позитронного  $\beta$ -распада является  $\beta^+$ -распад  $^{11}\text{C}_6$ , сопровождающийся испусканием позитрона.

В этом случае  $\beta^+$ -распад ядра  $^{11}\text{C}_6$  сводится как бы к превращению одного протона в нейтрон. Разумеется, это превращение надо понимать условно, так как масса протона меньше массы нейтрона, вследствие чего позитронный распад свободного протона невозможен. Однако для протона, связанного в ядре, подобное превращение возможно, так как недостающая энергия восполняется ядром.

Энергетическое условие  $\beta^+$ -распада записывается по аналогии с условием  $\beta$ -распада:

$$M(A, Z+1) > M(A, Z) + m_e.$$

Если прибавить к обеим частям неравенства по  $(Z+1)m_e$ , перейти от масс ядер к массам атомов, то неравенство приобретает следующий вид:

$$M_{am}(A, Z+1) > M_{am}(A, Z) + 2m_e.$$

Энергия, выделяющаяся при  $\beta^+$ -распаде:

$$E_{\beta^+} = [M_{am}(A, Z) - M_{am}(A, Z-1) - 2m_e]c^2.$$

Для  $\beta^+$ -распада ядра  $^{11}\text{C}_6$  она составляет  $E_{\beta} \approx 1$  МэВ.

Третий вид  $\beta$ -радиоактивности – электронный захват ( $e$ -захват) – заключается в захвате ядром электрона из электронной оболочки собственного атома. Природа  $e$ -захвата была раскрыта при изучении сопровождающего его рентгеновского излучения. Оказалось, что оно соответствует переходу электронов на освободившееся место в электронной оболочке образующегося после  $e$ -захвата атома ( $A, Z-1$ ).  $e$ -Захват имеет существенное значение для тяжелых ядер, у которых  $K$ -оболочка расположена близко к ядру. Наряду с захватом электрона из  $K$ -оболочки ( $K$ -захват) наблюдается также захват электрона из  $L$ -оболочки ( $L$ -захват), из  $M$ -оболочки ( $M$ -захват) и т.д.

Примером легкого  $K$ -радиоактивного ядра является ядро  $^7\text{Be}_4$ , захватывающее  $K$ -электрон и превращающееся в ядро  $^7\text{Li}_4$ .

Энергетическое условие возможности  $K$ -захвата записывается следующим образом:

$$M(A, Z) < M(A, Z+1) + m_e,$$

а после прибавления к левой и правой частям по  $Zm_e$ :

$$M_{am}(A, Z) < M_{am}(A, Z + 1).$$

Энергия, выделяющаяся при  $K$ -захвате:

$$E_K = [M_{am}(A, Z + 1) - M_{am}(A, Z)]c^2.$$

Для рассмотренного примера  $E_K = 0,864 \text{ Мэв}$ .

### **$\gamma$ -излучение ядер**

$\gamma$ -излучением называется *самопроизвольное испускание ядром  $\gamma$ -квантов*. В процессе испускания  $\gamma$ -кванта ядро переходит из возбужденного состояния в состояние с меньшей энергией (радиационный переход). Радиационный переход может быть однократным, когда ядро, испустив один квант, сразу переходит в основное состояние, или каскадным, когда снятие возбуждения происходит в результате последовательного испускания нескольких  $\gamma$ -квантов.

По своей физической природе  $\gamma$ -излучение представляет собой коротковолновое электромагнитное излучение ядерного происхождения. Обычно энергия ядерных  $\gamma$ -квантов бывает заключена в пределах примерно от 10 кэв до 5 Мэв ( $10^{-10} \geq \lambda_\gamma \geq 2 \cdot 10^{-13} \text{ м}$ ).

Величина энергии  $\gamma$ -кванта  $E_\gamma$  определяется разностью энергий уровней ядра  $E$ , между которыми происходит радиационный переход. В соответствии с законами сохранения энергии и импульса

$$\begin{aligned} E &= E_\gamma + T_{яд}, \\ 0 &= \vec{p}_\gamma + \vec{p}_{яд}, \end{aligned}$$

где  $T_{яд}$  и  $p_{яд}$  – кинетическая энергия и импульс ядра отдачи соответственно. Отсюда легко получить оценку  $T_{яд}$ :

$$T_{яд} = \frac{E_\gamma^2}{(2M_{яд}c^2)} \approx \frac{E^2}{(2M_{яд}c^2)},$$

что при  $E \approx 0,1 - 1 \text{ Мэв}$  для ядер с  $A \approx 10^2$  дает  $T_{яд} \approx 0,1 - 10 \text{ эв} \approx 10^{-6} - 10^{-5} E$ . Таким образом,  $\gamma$ -квант уносит подавляющую часть энергии возбуждения ядра. Из приведенного рассуждения очевидно также, что спектр  $\gamma$ -квантов дискретен.

Ядро может оказаться в возбужденном состоянии по разным причинам, например, в результате предшествующего  $\alpha$ - или  $\beta$ -распада. После  $\alpha$ -распада обычно испускаются  $\gamma$ -кванты невысокой энергии ( $E_\gamma < 0,5 \text{ Мэв}$ ), так как  $\alpha$ -распад, сопровождающийся образованием дочернего ядра в сильновозбужденном состоянии ( $W > 0,5 \text{ Мэв}$ ), затруднен из-за малой прозрачности барьера для  $\alpha$ -частиц с пониженной энергией. Энергия  $\gamma$ -квантов, испускаемых дочерним ядром после  $\beta$ -распада, может быть больше и достигает 2 – 2,5 Мэв. Это связано с тем, что вероятность  $\beta$ -распада определяется более слабой функцией энергии ( $F \sim E_\beta^5$ ), чем вероятность  $\alpha$ -распада.

В обоих рассмотренных примерах ядро, испускающее  $\gamma$ -кванты, имеет сравнительно небольшую энергию возбуждения, недостаточную для испускания нуклона. Этот результат можно распространить и на многие другие процессы, приводящие к образованию ядер с меньшей энергией отделения нуклона. К числу таких процессов относятся многочисленные ядерные реакции, одним из

продуктов которых является ядро в возбужденном состоянии. При этом обычно энергия нуклона (или какой-либо другой частицы) и испускание  $\gamma$ -квантов являются единственно возможным способом снятия возбуждения (если не считать явлений внутренней конверсии и образования  $(e^+ - e^-)$  – пар).

В тех случаях, когда энергия возбуждения ядра-продукта оказывается равной энергии отделения нуклона или больше ее, испускание  $\gamma$ -квантов также может быть преобладающим эффектом, если испускание нуклона почему-либо затруднено.

### 3. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

*Ионизирующие излучения* получили свое название благодаря способности вызывать ионизацию атомов и молекул в облучаемом веществе. Элементарный акт взаимодействия с веществом – поглощение энергии кванта валентным электроном, приводящее к переходу атома или молекулы в возбужденное состояние вплоть до высвобождения электрона. При этом оставшаяся часть атома или молекулы, приобретая положительный заряд, становится положительным ионом (ионизация).

Все ионизирующие излучения подразделяются по своей природе на электромагнитные и корпускулярные.

Проходя через любое вещество, излучения растрачивают энергию и в конце концов поглощаются. Заряженные частицы ( $\alpha$ ,  $\beta$  и нейтроны) отдают свою энергию в актах ионизации – образовании пар ионов, причем на каждую ионизацию требуется около 30 эВ.

Тяжелые  $\alpha$ -частицы ионизируют вещество очень сильно и весьма короткопробежны: в воздухе и ткани длина их пути составляет соответственно миллиметры и микроны. Даже тонкого листа бумаги достаточно, чтобы  $\alpha$ -частицы полностью поглотились!

В плотной среде, где концентрация атомов велика, столкновения излучения с частицами вещества происходят чаще, а значит, ее пробег уменьшается. В воздухе, прежде чем исчезнуть,  $\beta$ -частицы успевают «пробежать» десятки сантиметров; в воде и ткани человеческого тела – несколько миллиметров, а в металле – еще меньше.

$\gamma$ -кванты являются проникающим излучением. Механизм их взаимодействия с веществом другой: сначала они образуют несколько высокоэнергетических электронов, а уж те ионизируют среду обычным способом. В воздухе путь  $\gamma$ -кванта превышает десятки и даже сотни метров, в человеческом теле – многие сантиметры.

Кроме длины пробега корпускулярные и электромагнитные излучения различаются пространственным распределением вызываемых ими актов ионизации. Энергию, переданную частицей на единицу длины ее пробега в веществе, называют линейной передачей энергии (ЛПЭ). Понятие ЛПЭ было введено Р.Цирклем в 1954 г. За единицу ЛПЭ принимают  $1\text{кэв/мкм}$  ткани. В зависимости от значения ЛПЭ все ионизирующие излучения делятся на редко- и плотноионизирующие. К редкоионизирующим излучениям принято относить все виды излучений (независимо от их физической природы), имеющие ЛПЭ  $< 10$

кэв/мкм, а к плотноионизирующим – те, для которых ЛПЭ превышает эту величину.

Электромагнитные излучения – это рентгеновское излучение,  $\gamma$ -излучение радиоактивных элементов и тормозное излучение, возникающее при прохождении через вещество сильно ускоренных заряженных частиц. Видимый свет и радиоволны – тоже электромагнитные излучения, но они не ионизируют, ибо характеризуются большей длиной волны, или, как принято говорить, меньшей жесткостью.

Существует три основных механизма размена энергии электромагнитного излучения: фотоэлектрический эффект, эффект Комптона и образование электронно-позитронных пар.

При фотоэлектрическом эффекте энергия падающего кванта полностью поглощается веществом, в результате появляются свободные электроны, обладающие определенной кинетической энергией.

Фотоэффект характерен только для длинноволнового рентгеновского излучения. Его вероятность зависит от атомного номера и пропорциональна  $Z^5$ . С повышением энергии излучения вероятность фотоэффекта уменьшается, и для излучений с энергией, значительно превышающей внутриатомные энергии связи ( $> 1$  Мэв), его вкладом во взаимодействие можно пренебречь. Главную роль при этом начинает играть другой способ размена энергии – эффект Комптона. При комптон-эффекте происходит упругое рассеяние падающих фотонов излучения на свободных (или слабо связанных) электронах, которым передается лишь часть энергии фотонов. В дальнейшем вторичный фотон может вновь претерпевать комптон-эффект и т.д. Поэтому в отличие от фотоэлектронов энергия электронов отдачи, образующихся при эффекте Комптона, изменяется в широких пределах (от нуля до некоторого максимального значения).

Наконец, третий вид взаимодействия излучения с веществом характеризуется возможностью превращения  $\gamma$ -кванта большой энергии ( $> 1,022$  Мэв) в пару заряженных частиц – электрон и позитрон. Этот процесс вызывается взаимодействием  $\gamma$ -кванта с каким-либо атомным ядром, в поле которого и образуется электронно-позитронная пара. Вероятность такого процесса пропорциональна  $Z^2$  и поэтому для тяжелых элементов она больше, чем для легких.

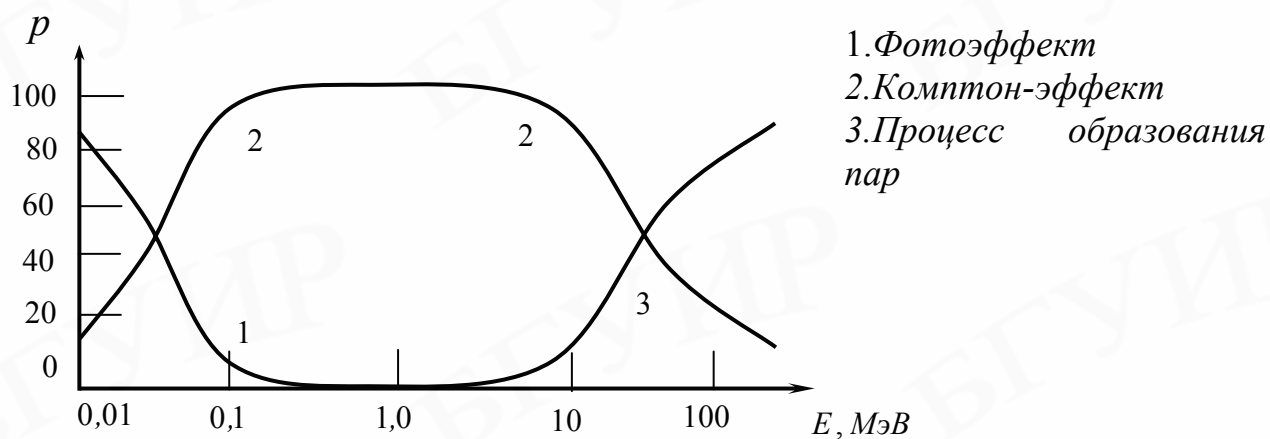


Рис.3.1

Следовательно, в зависимости от энергии падающего электромагнитного излучения преобладает тот или иной вид его взаимодействия с веществом (рис.3.1.).

Ионизирующие электромагнитные излучения обладают большой проникающей способностью. Поглощение пучка моноэнергетических фотонов в веществе описывается зависимостью

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x},$$

где  $I_0$  и  $I(x)$  – интенсивность излучения, падающего и прошедшего толщину  $x$ , а показатель экспоненты  $\mu$  (линейный коэффициент поглощения) характеризует поглощающую способность вещества.

Все остальные виды ионизирующих излучений имеют корпускулярную природу, представляя собой пучки элементарных ядерных частиц, ядер элементов или ионов. Большинство из них – заряженные корпускулы:  $\beta$ -частицы (электроны, позитроны), протоны, дейтроны (ядра тяжелого водорода),  $\alpha$ -частицы и тяжелые ионы. Кроме того, к корпускулярным излучениям относят и не имеющие заряда частицы – нейтроны, опосредованно также вызывающие ионизацию. Наконец, в последнее время используют  $\pi$ -мезоны, имеющие благодаря особенностям их взаимодействия с веществом значительную перспективу в радиационной онкологии.

Механизм передачи энергии в объекте от всех заряженных частиц один и тот же. При прохождении через вещество заряженная частица теряет свою энергию, вызывая ионизацию и возбуждение атомов до тех пор, пока общий запас энергии уменьшится настолько, что частица утратит ионизирующую способность.

При пролете частицы в веществе она испытывает электростатическое взаимодействие с положительно заряженным ядром. Чем больше масса летящей частицы, тем меньше она отклоняется от первоначального направления. Поэтому траектория протонов и более тяжелых ядерных частиц практически прямолинейна, а траектория электронов сильно изломана вследствие рассеяния на орбитальных электронах и ядрах атомов. Этот вид взаимодействия легких частиц, при котором практически меняется лишь направление их движения, а не энергия, называют упругим рассеянием в отличие от неупругого рассеяния (торможения).

ЛПЭ заряженных частиц возрастает со снижением их энергии, поэтому в конце пробега отдача энергии всякой заряженной частицей максимальна, что приводит к характерному распределению ионизации, описываемому кривой Брэгга, с максимумом, брэгговским пиком, в конце пути (рис.3.2.). Эту особенность взаимодействия заряженных частиц используют при лечении опухолей, так как она позволяет сосредоточить значительную энергию на глубине пораженной ткани при минимальном ее рассеянии в здоровых тканях по ходу пучка.

В отличие от заряженных частиц нейтроны не несут электрического заряда, что позволяет им беспрепятственно проникать в глубь атомов; достигая ядер, они либо поглощаются ими, либо рассеиваются на них. При упругом рассеянии на ядрах углерода, азота, кислорода и других элементов, входящих в состав органических молекул, нейтрон теряет лишь 10 – 15 % энергии, а при

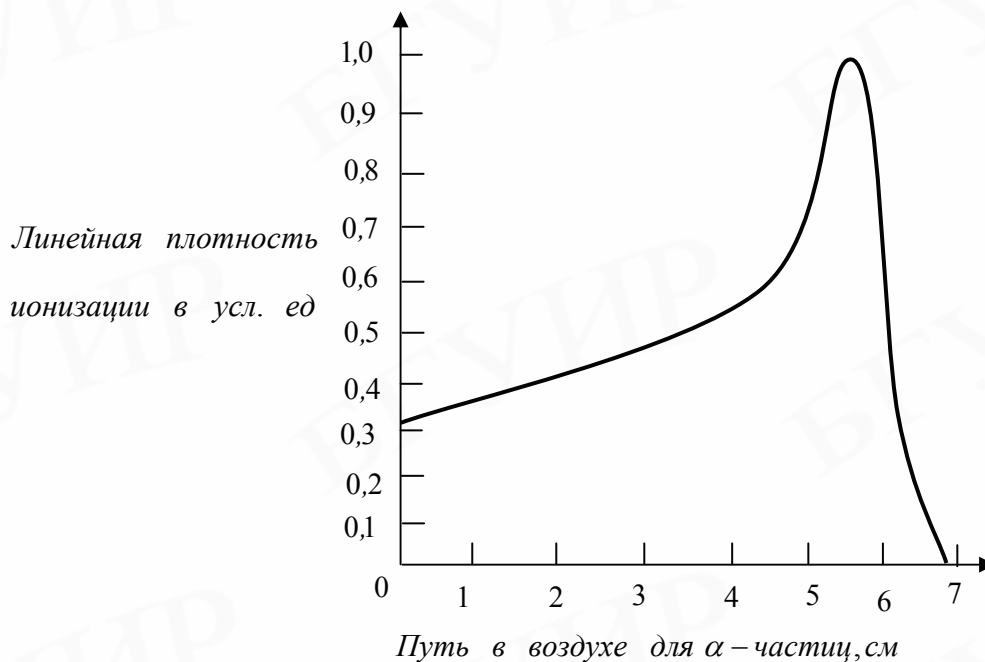


Рис.3.2

столкновении с почти равными с ним по массе ядрами водорода, энергия нейтрона уменьшается в среднем вдвое, передаваясь протону отдачи. Поэтому вещества, содержащие большое количество атомов водорода (вода, парафин), используют для защиты от нейтронного излучения: в них нейтроны быстро растрачивают свою энергию и замедляются.

В результате упругого рассеяния нейтронов образуются сильно ионизирующие протоны. Атомные ядра при поглощении нейтронов становятся неустойчивыми и, распадаясь, порождают протоны, α-частицы и фотоны γ-излучения, также способные производить ионизацию. При таких ядерных реакциях могут образовываться радиоактивные изотопы элементов и возникнуть наведенная радиоактивность, в свою очередь, тоже вызывающая ионизацию. Ионизируют вещество, наконец, и сами ядра отдачи, возникающие при ядерных превращениях. Возникновение брэгговского пика происходит на большой глубине из-за высокой проникающей способности нейтронов.

Таким образом, и при нейтронном облучении конечный биологический эффект связан с ионизацией, производимой опосредованно вторичными частицами или фотонами. Следовательно, преимущественный вклад того или иного вида ядерного взаимодействия нейтронов зависит от их энергии, а также от состава облучаемого вещества.

По величине энергии различают четыре вида нейтронов:

- 1) быстрые  $E > 100 \text{ кэв}$ ;
- 2) промежуточные  $1 \text{ кэв} < E < 100 \text{ кэв}$ ;
- 3) медленные  $E < 1 \text{ кэв}$ ;
- 4) тепловые  $\sim 0,025 \text{ эв}$ .

## 4. ДОЗЫ

Радиоактивные излучения всегда существовали на нашей планете и играли важную роль в эволюции живого мира.

Во-первых, Землю бомбардируют «пришельцы» – космические частицы, имеющие большие значения энергии. В атмосфере они растрачивают свою энергию, порождая радиоактивные изотопы и огромное количество вторичных излучений:  $\gamma$ -квантов,  $\beta$ -частиц, мезонов.

Во-вторых, в земной коре рассеяны долгоживущие (с периодом полураспада миллиарды лет) радиоизотопы, не успевшие распасться за время существования нашей планеты. В незначительных количествах радиоизотопы встречаются в любой почве.

Космические излучения и изотопы земной коры создают естественный радиационный фон, специфический для каждой местности.

Вступив в ядерную эру, человечество создало несколько дополнительных источников облучения: диагностические и лечебные процедуры; испытания атомного и термоядерного оружия; отходы ядерной энергетики; полеты на самолетах.

Для измерения излучений применяют особые вещества – детекторы, в которых образуются ионы. Заряд образовавшихся ионов затем создает электрические сигналы, величина которых соответствует энергии излучения, а их число – количеству прошедших через детектор частиц или квантов. Если известно, сколько частиц измеряемого сорта испускается при распаде, можно определить и радиоактивность образца. Приборы для измерения радиоактивности называются радиометрами.

Поскольку излучения по-разному поглощаются в веществе, детекторы  $\alpha$ -,  $\beta$ - и  $\gamma$ -радиометров различны. Заряженные частицы можно регистрировать воздушными ионизационными приборами. Для  $\gamma$ -квантов требуются детекторы с высокой плотностью (сцинтилляторы), в которых бы они потеряли достаточно энергии.

Зная законы поглощения, нетрудно понять, какими должны быть образцы почвы, пищи или воды, радиоактивность которых нужно определить. Если измеряется проникающее  $\gamma$ -излучение, то особых требований к образцам не предъявляется, но если это электроны (и тем более  $\alpha$ -частицы), их можно измерить только с поверхности или в очень тонком слое: все остальные частицы поглотятся внутри образца еще до того, как их обнаружит детектор. По этой причине определить радиоактивность цезия по его  $\gamma$ -излучению не представляет трудностей. Гораздо труднее измерить радиоактивность стронция-90 и плутониевых изотопов, для которых нужны особые методы.

Сразу после открытия радиоактивности обнаружилось, что иметь с нею дело небезопасно. Но что значит – опасно? Установить степень опасности очень трудно. Во-первых, надо определить, что понимать под радиационной опасностью. Во-вторых, какова первопричина действия излучений. Беда в том, что их несколько: количество радиоактивности, ее распределение в пространстве, вид сопровождающих распад излучений (электроны,  $\alpha$ -частицы,  $\gamma$ -кванты) и их энергия, а также свойства объекта, оказавшегося в радиационном поле.

Все эти характеристики можно свести к общему знаменателю – количеству поглощенной энергии излучения от ионизации, которую оно в нем производит. Эта величина названа дозой. Так, сильноионизирующие  $\alpha$ -частицы быстро поглощаются, отдавая свою энергию.  $\gamma$ -кванты ионизируют слабо, растрачивая энергию «понемногу». А вот нейтрино, миллионы которых каждую секунду пронизывают наше тело, совсем не поглощаются и не оказывают никакого радиационного эффекта.

Следуя логике все более полного описания воздействия ионизации на вещество, необходимо ввести несколько понятий дозы и соответствующих единиц. Мы рассмотрим лишь некоторые, наиболее часто используемые дозы. В них немудрено запутаться, тем более что в настоящее время используются как старые, так и новые единицы. Необходимо рассмотреть те и другие, а также соотношения между ними.

### Экспозиционная доза

Сделаем первый шаг по пути количественного определения воздействия радиации, введя дозу излучения в воздухе, что позволяет описать поле внешнего облучения – экспозицию.

То, что экспозиционная доза определена только для воздуха и только для квантового излучения, отличает ее от всех других. Единицей экспозиционной дозы является один кулон электрического заряда, образовавшегося под действием излучения в одном килограмме воздуха:  $1 \text{ Кл/кг}$ . Старая единица экспозиционной дозы – рентген ( $R$ ), а соотношение между ними:

$$1 \text{ Кл/кг} = 3876 R.$$

Таким образом, новая единица намного крупнее старой.

Уровень радиации может изменяться во времени, поэтому часто пользуются понятием мощности экспозиционной дозы (радиационный фон) – доза за определенный промежуток времени (например  $14 \text{ мкР/ч}$ ). В системе СИ – это величина тока в данный момент: одна миллионная Кл/кг в секунду соответствует мощности 1 микроампер/кг воздуха.

### Поглощенная доза

**Поглощенная доза** – доза, созданная в самом объекте. Косвенно экспозиция говорит лишь о величине радиации, но воздействие на объект оказывает только та часть излучения, которая поглотилась в нем самом.

Поглощенную дозу определим как энергию излучения, переданную массе вещества. В отличие от экспозиционной дозы она определена для любых радиоактивных излучений и их смеси, поглощающихся в любой среде. Эту дозу измеряют в греях ( $Гр$ ). Один грей соответствует поглощению одного джоуля энергии в одном килограмме вещества:

$$1 \text{ Гр} = 1 \text{ Дж/кг}.$$

Прежде для измерения поглощенной дозы применялась единица *рад*:  
 $100 \text{ рад} = 1 \text{ Гр}$ .



## Эквивалентная доза

Теперь учтем различие ионизационных свойств излучений. Из-за разной ионизирующей способности  $\alpha$ -,  $\beta$ - и  $\gamma$ -излучения даже при одной и той же поглощенной дозе оказывают не одинаковое поражающее действие. Хотя пробег  $\alpha$ -частиц составляет микроны, они создают такую мощную ионизацию, которая способна вывести из строя всю молекулу целиком. Особенно опасно, если частица попадает в жизненно важную биологическую структуру.

Различие в величине радиационного воздействия можно учесть, приписав каждому свой коэффициент качества ( $K$ ) – степень разрушительного влияния на вещество.  $\gamma$ -кванты и электроны поражают органическую ткань примерно одинаково, и для них  $K = 1$ . Для  $\alpha$ -частиц  $K = 20$ , т.е. они в 20 раз опаснее, чем  $\gamma$ -излучение (при условии попадания  $\alpha$ -частицы внутрь организма).

Для определения степени воздействия излучений на человеческий организм с учетом коэффициентов качества (регламентированных значений относительной биологической эффективности ОБЭ для расчета степени радиационного воздействия на биологические объекты) применяется понятие эквивалентная доза, единицей которой служит зиверт (Зв). Она больше поглощенной дозы в  $Q$  раз:

$$1 \text{ Зв} = 1 \text{ Гр} \cdot Q.$$

Излучение	$Q$
рентгеновское, $\gamma$ , $\beta$	1
$n$ ( $E_n < 20 \text{ кэВ}$ )	3
$p$ ( $E_p < 10 \text{ МэВ}$ )	10
$\alpha$ ( $E_\alpha < 10 \text{ МэВ}$ )	20

ОБЭ оценивают сравнением дозы излучения, вызывающего определенный биологический эффект, с дозой стандартного излучения, обуславливающего тот же эффект.

Коэффициент ОБЭ вычисляют из отношения сравниваемых доз по формуле

$$Q = D_x / D_R,$$

где  $D_R$  – доза рентгеновского излучения с энергией 200 кэВ,  $D_x$  – доза изучаемого излучения.

Таким образом, считается, что поглощенная доза от  $\alpha$ -излучения производит такое же разрушительное действие в теле человека, как и в 20 раз большая доза  $\gamma$ -квантов или электронов. На практике часто приходится пользоваться производными от зиверта единицами: мЗв, мкЗв.

Старая единица эквивалентной дозы, которая еще применяется – биологический эквивалент рада (бэр), вычисляется исходя из поглощенной дозы в радах. Зиверт в 100 раз больше бэра:

$$1 \text{ Зв} = 100 \text{ бэр}.$$

Полезно также знать переход от экспозиционной дозы, измеренной рентгенометром, к эквивалентной дозе: каждый мкР/ч соответствует 0,05 мЗв/г. ( $5 \cdot 10^{-3}$  бэр/г.).

Кроме рассмотренных здесь доз также существуют ожидаемая эффективная эквивалентная, коллективная эффективная эквивалентная, ожидаемая коллективная эффективная эквивалентная дозы. Они используются в эпидемиологии для оценки и прогнозирования заболеваемости населения. Подробное рассмотрение этих понятий не входит в рамки данного пособия ввиду их специфичности.

## 5. ВЛИЯНИЕ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ НА ОРГАНИЧЕСКИЕ СТРУКТУРЫ И ЖИВЫЕ ОРГАНИЗМЫ

Эквивалентная доза рассчитывается для «средней» ткани человеческого тела, но дозы приходится определять и для отдельных органов. Это, в частности, необходимо в лучевой терапии опухолей, когда нет необходимости облучать все тело.

Органы и биологические ткани имеют разную радиочувствительность. В первую очередь поражаются красный костный мозг, половые железы. Напротив, нервная ткань очень устойчива к излучению. Учет радиочувствительности производят с помощью тканевых взвешивающих коэффициентов (коэффициентов радиационного риска).

Тканевые взвешивающие коэффициенты некоторых органов и тканей приведены ниже:

Поверхность кости, кожа	0,01
Костная ткань	0,03
Мочевой пузырь, грудная железа, печень, пищевод, щитовидная железа	0,05
Красный костный мозг, желудок, легкие, толстая кишка	0,12
Половые железы	0,25

Если сложить эквивалентные дозы, полученные отдельными органами, помноженные на соответствующие тканевые взвешивающие коэффициенты, можно определить *эффективную эквивалентную дозу*, полученную всем организмом, которая также измеряется в зивертах:

$$H_3 = \sum H_i K_i,$$

Одна и та же индивидуальная доза облучения проявляется не одинаково: здоровый и сильный человек может перенести довольно высокую лучевую нагрузку, в то время как ослабленный организм, в котором восстановительные процессы идут плохо, обречен на тяжелое заболевание или даже смерть.

Хорошо изучены острые лучевые поражения, которые проявляются быстро, так что их связь с переоблучением не вызывает сомнений. Опыт, накопленный в результате бомбардировки японских городов, различных несчастных случаев, позволил установить, как воздействуют на организм человека *большие дозы ионизирующей радиации*.

При дозах выше 100 Зв наступает мгновенная (в первые часы) гибель, ибо, кроме остальных тканей, необратимо повреждаются нервные клетки; дозы 50-100 Зв приводят к смертельному исходу на 5-6 сутки (церебральный синдром); при воздействии в диапазоне 10-50 Зв развивается кишечная форма лучевого поражения (повреждение эпителиальных клеток тонкого кишечника – кишечный синдром), заканчивающаяся смертью на 10-14 день. В дозовом диапазоне 1-10 Зв протекает типичная форма острой лучевой болезни (ОЛБ). Повреждается красный костный мозг, разрушаются стволовые клетки, образующие при размножении все остальные клетки крови, отвечающие главным образом за иммунитет организма в целом. Облученных больных помещают в стерильные условия, им дают противомикробные и общеукрепляющие средства, переливанием крови и пересадкой костного мозга стараются восстановить иммунную систему, хотя это не всегда удается.

Определено, что для человека ЛД<sub>50/30</sub> (доза, вызывающая гибель 50% облученных людей в течение 30 дней, если не приняты медицинские меры) составляет 3-5 Зв. Ниже приведены средние ЛД<sub>50/30</sub> для различных организмов:

<u>Организм</u>	<u>ЛД<sub>50/30</sub>, Зв</u>
Вирусы	10 000
Бактерии	2 000
Мхи, лишайники	500 – 5000
Насекомые	600
Лиственные деревья	50-350
Хвойные деревья	10-20
Рыбы	7-15
Кролики	8
Птицы (куры)	6-8
Крысы, обезьяны	6
Мыши	5,5
Собаки	3,25-4
Люди	3,5

Типичные отдаленные последствия после перенесенной лучевой болезни – астения (повышенная утомляемость), катаракты, восприимчивость к инфекциям.

Гораздо труднее выявить последствия влияния *малых доз*.

Дозы облучения, получаемые различными органами и тканями человека при рентгенодиагностических процедурах, варьируют в очень широких пределах в зависимости от технических особенностей оборудования, методов, применяемых в различных медицинских учреждениях, и опыта рентгенологов. Для большинства рентгенодиагностических процедур средняя доза на кожу составляет 0,5 – 5 сГр за процедуру, хотя в отдельных случаях (например обследование сердца) разовая доза может достигать 0,5 Гр. В зубоврачебной практике доза на голову и щитовидную железу достигает соответственно 0,2 – 0,5 и 0,002 – 0,070 сГр. Доза облучения костного мозга при различных рентгенодиагностических процедурах измеряется сотнями и тысячами микрогрей за проце-

дуру; при использовании современной аппаратуры и сверхчувствительной пленки эта доза может быть снижена в 5 раз и более. При прохождении флюорографических исследований области грудной клетки индивидуальная доза составляет 1,2 – 1,8 мГр.

Кроме медицинских, в процессе нормальной жизнедеятельности на человека могут влиять и другие источники ионизирующих излучений, формирующие так называемый *технологически измененный фон*.

В результате различных технологических процессов может изменяться и *естественный радиационный фон* в окружающей среде, так как вследствие антропогенного влияния происходит перераспределение радионуклидов в биосфере и интенсификация вовлечения их в круговорот веществ в природе. Такого рода возрастание естественного радиационного фона может быть связано как с атомной промышленностью (извлечение атомного сырья на горнодобывающих предприятиях, его переработка и обусловленное этим выведение естественных радионуклидов в окружающую среду), так и с неядерными отраслями промышленности. В последнем случае основными источниками технологически повышенного естественного радиационного фона являются уголь, сжигаемый на электростанциях, природный и сжиженный газ, строительные материалы, минеральные удобрения, воды с повышенным содержанием радионуклидов, облучение пассажиров при полетах на большой высоте.

На симпозиуме МАГАТЭ (1974 г.) было доложено, что от выбросов электростанции «Сикирки» (Польша), работающей на органическом топливе, в 15 км от станции поглощенная доза излучения на остециты составляла 43 мбэр/г, а на атомных станциях «Дрезден-1» (ГДР) и «Янки» (США) на границе санитарно-защитной зоны поглощенная доза излучения от  $^{131}\text{I}$  на щитовидную железу и все тело была равна соответственно  $7 \cdot 10^{-5}$  и 0,15 мбэр/г. При нормировании дозы излучения на единицу производимой электроэнергии она составляет соответственно 0,11,  $1 \cdot 10^{-7}$  и  $2 \cdot 10^{-4}$  (мбэр/г.)·МВт (электричества).

За счет антропогенного повышения естественного фона облучение человека при использовании полного цикла ядерного топлива составляет весьма незначительную долю по сравнению с перечисленными дополнительными источниками радиационного воздействия. Даже резкое увеличение производства электроэнергии на ядерной основе в ближайшие десятилетия, по современным прогностическим расчетам, приведет лишь к незначительному увеличению природного фона.

## **6. РАДИОАКТИВНОСТЬ. ЗАГРЯЗНЕННОСТЬ ПОВЕРХНОСТЕЙ**

В СИ радиоактивность измеряют в распадах за секунду. Эта единица называется *беккерель (Бк)*. Кроме того, применяется внесистемная единица радиоактивности *кюри (Ки)*. Она была введена как радиоактивность 1 грамма чистого радия, в котором за одну секунду распадается  $3,7 \cdot 10^{10}$  ядер, и была принята за единицу. Это очень большая величина. Обычно работают с активностями в тысячи и миллионы раз меньшими.

Таким образом,  $1 \text{ Ки} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Бк}$ .

В настоящее время все загрязненные территории разделены на 5 зон по плотности загрязненности.

- 1) *Зона эвакуации.* Плотность загрязнения превышает  $100 \text{ Ки/км}^2$ .
- 2) *Зона первоочередного отселения.* Плотность загрязнения  $\geq 40 \text{ Ки/км}^2$ .
- 3) *Зона последующего отселения.* Плотность загрязнения  $\geq 15 \text{ Ки/км}^2$ .
- 4) *Зона с правом на отселение.* Плотность загрязнения  $\geq 5 \text{ Ки/км}^2$ .
- 5) *Зона проживания с периодическим дозиметрическим контролем.* Плотность загрязнения  $\geq 1 \text{ Ки/км}^2$ .

Если доза облучения не превышает  $1 \text{ мЗв}$  ( $0,1 \text{ бэр}$ ) в год, население не имеет право на отселение.

В случае когда плотность загрязнения превышает  $40 \text{ Ки/км}^2$ , то территория получает статус заповедника. На этих территориях запрещено проживание и любые сельскохозяйственные работы.

Если уровень загрязнения составляет  $15 - 40 \text{ Ки/км}^2$  - территория получает статус заказника. На территории заказника разрешаются работы вахтовым методом.

## 7. ДЕТЕКТОРЫ (принцип работы)

Детекторами частиц называют приборы и устройства для регистрации элементарных частиц (протонов, нейтронов, электронов, мезонов и т.д.), атомных ядер (дейтронов,  $\alpha$ -частиц и др.), а также рентгеновских лучей и  $\gamma$ -квантов. Различают *электронные детекторы*, вырабатывающие электрический импульс, когда в объем детектора попадает частица или квант, и *трековые детекторы*, позволяющие не только зарегистрировать факт и момент прохождения частицы, но и воспроизвести ее траекторию (*трек*).

В таблице приведены некоторые основные характеристики детекторов.

Характеристики детекторов

Детектор	Пространственное разрешение, см	Временное разрешение, с	Время восстановления, с
Ионизационная камера	1	$10^{-6}$	$10^{-4}$
Пропорциональный счетчик	1	$10^{-7}$	$10^{-5}$
Счетчик Гейгера	1	$10^{-6}$	$10^{-4}$
Сцинтилляционный счетчик	1	$10^{-9}$	$10^{-8}$
Полупроводниковый детектор	1	$10^{-9}$	$10^{-9}$
Фотоядерная эмульсия	$10^{-4}$	-	-
Камера Вильсона	$10^{-1}$	$10^{-1}$	$10^{-2}$
Диффузионная камера	$10^{-1}$	$10^{-1}$	$10^{-2}$
Пузырьковая камера	$10^{-2}$	$10^{-3}$	1
Искровая камера	$10^{-2}$	$10^{-6}$	$10^{-3}$
Пропорциональная камера	$10^{-2}$	$10^{-7}$	$10^{-6}$

Важнейшими характеристиками детекторов являются: 1) эффективность – вероятность регистрации частицы при попадании ее в рабочий объем детектора; 2) пространственное разрешение – точность, с которой детектор способен локализовать положение частицы в пространстве; 3) временное разрешение (разрешающее время) – минимальный интервал времени между прохождением двух частиц через детектор, когда они регистрируются порознь, то есть сигналы детектора не накладываются друг на друга; 4) мертвое время (время восстановления) – время, за которое детектор, зарегистрировавший одну частицу, успевает вернуться в исходное состояние и быть готовым для регистрации следующей частицы. Частицы, прошедшие через детектор за это время, не регистрируются. Время нечувствительности является мерой инерционности детектора. Оно ограничивает максимальную интенсивность излучения, которое может регистрировать детектор.

### **Ионизационные детекторы**

Ионизационные детекторы составляют наиболее обширную группу электронных детекторов. Их действие основано на ионизации атомов и молекул, вызываемой регистрируемой частицей. Если частица не имеет электрического заряда (нейтроны,  $\gamma$ -кванты), то ионизацию могут вызывать вторичные заряженные частицы (протоны отдачи, электроны, позитроны). Один из первых детекторов, применявшихся английским физиком Э.Резерфордом, - *ионизационная камера*. Это камера, заполненная газом, с электродами, на которые подается напряжение. Заряженная частица, проходя через камеру, ионизирует газ; образующиеся ионы и электроны собираются на электродах, создавая в цепи камеры ток. Ионизационные камеры применяются для регистрации как отдельных частиц (импульс тока), так и для измерения их потоков. Так как время собирания на электрод электронов в  $10^3 - 10^4$  раз меньше, чем время собирания ионов, то при регистрации отдельных частиц для получения высокого временного разрешения используется, как правило, только электронный компонент сигнала. Временное разрешение определяется подвижностью электронов и составляет  $10^{-6}$  с. Пространственное разрешение определяется геометрическими размерами камеры. Ионизационные камеры применяются до сих пор, в частности в дозиметрии. Они просты, имеют высокую эффективность регистрации, позволяют оценивать энергию частицы (выходной сигнал пропорционален энергии, затраченной частицей на ионизацию) и тому подобное; однако их временное разрешение невелико и амплитуда электрического сигнала мала, что приводит к необходимости усиления сигнала и делает аппаратуру чувствительной к помехам и шумам.

Недостатки ионизационной камеры в значительной степени устранены в пропорциональном счетчике, где электроны, образованные заряженной частицей, двигаясь к аноду, приобретают энергию, достаточную для вторичной ионизации. В результате на анод приходит электронная лавина, амплитуда сигнала велика и в ряде случаев (например, при регистрации  $\alpha$ -частиц) не требуется усиления. В пропорциональном счетчике сигнал, так же как и в ионизационной

камере, пропорционален энергии частицы, затраченной на ионизацию. Главные недостатки: сильная зависимость амплитуды импульса от состава газовой смеси и приложенного напряжения и недостаточно высокое временное разрешение ( $\sim 10^{-7}$  с). С появлением ЭВМ пропорциональные счетчики получили второе рождение в виде пропорциональных камер, которые представляют собой совокупность большого числа ( $\sim 10^3 - 10^4$ ) пропорциональных счетчиков в одном объеме.

Если увеличивать напряжение на электродах пропорционального счетчика, то, начиная с некоторого напряжения, все импульсы, какими бы частицами они ни были вызваны, становятся одинаковыми по величине и продолжают расти с увеличением напряжения. Это так называемая область Гейгера, а детекторы называют счетчиками Гейгера. Счетчики Гейгера имеют высокую эффективность и большую амплитуду сигнала. Недостатки: невысокое временное разрешение ( $\sim 10^{-6}$  с), большое время восстановления ( $\sim 10^{-4} - 10^{-3}$  с), а также невозможность измерять энергию частицы.

Ионизационные детекторы сыграли фундаментальную роль на раннем этапе развития ядерной физики. Они применялись для регистрации радиоактивных излучений от слабых естественных радиоактивных источников ( $\alpha$ -,  $\beta$ -частицы,  $\gamma$ -лучи) и космических лучей. С появлением ускорителей, создающих интенсивные пучки заряженных частиц ( $10^6 - 10^7$  частиц в секунду) высоких энергий, ионизационные детекторы оказались слишком медленными и были вытеснены сцинтилляционными счетчиками и черенковскими счетчиками. Появившись в экспериментах на ускорителях, эти детекторы оказались удобными и при исследовании космических лучей.

### **Сцинтилляционные детекторы**

Сцинтилляционные детекторы состоят из сцинтиллятора, в котором заряженная частица создает световую вспышку, и одного или нескольких ФЭУ, регистрирующих эту вспышку. Высокое временное разрешение сцинтилляционного счетчика  $\sim 10^{-9}$  с, большая амплитуда сигнала на выходе ФЭУ и малое время восстановления  $\sim 10^{-8}$  с обеспечили ему широкое применение. Пространственное разрешение определяется размерами сцинтиллятора. Существуют огромные сцинтилляторные детекторы, размер которых порядка нескольких метров кубических. Дальнейшее развитие этих детекторов связано с разработкой более быстрых ФЭУ и сцинтилляторов (пластмасс) с более короткими временами высвечивания.

### **Черенковские счетчики**

Заряженная частица, двигаясь в веществе (радиаторе) со скоростью, превышающей фазовую скорость света в данной среде, излучает свет, коррелированный с направлением движения. Общее количество света, которое попадает на фотокатод в черенковском счетчике, как правило, в несколько десятков раз меньше, чем в сцинтилляционном детекторе, но все же достаточно для регистрации прошедших через радиатор частиц. Так как испускание света в этих детекторах возможно только для частиц, скорость которых больше фазовой ско-

рости света в данной среде, то они используются для выделения частиц заданной скорости (пороговые детекторы) и определения скорости частицы по углу раствора конуса излучения. Применение специальных оптических систем позволяет сделать черенковские счетчики чувствительными к некоторому интервалу скоростей регистрируемых частиц (дифференциальные детекторы). Так как излучение света в счетчиках Черенкова происходит мгновенно, то их разрешающее время достигает  $10^{-9}$  с. Для регистрации заряженных частиц с энергией  $\sim 10^{11} - 10^{12}$  эв используются детекторы, в которых вспышки света возникают при прохождении регистрируемой частицы через границу раздела двух сред с резко различными свойствами (обычно газ – твердое тело). Интенсивность света, излучаемого при этом, пропорциональна энергии частицы, но значительно меньше, чем в случае черенковского излучения. Поэтому детекторы на переходном излучении делают многослойными, они содержат сотни слоев газ – твердое вещество.

### Полупроводниковые детекторы

Полупроводниковые детекторы по принципу работы аналогичны ионизационным с тем преимуществом для быстрых частиц, что в нем используется твердая среда с более высокой тормозной способностью. Разрешающее время полупроводникового детектора мало ( $\sim 10^{-9}$  с). Полупроводниковые детекторы обладают высокой надежностью, могут работать в магнитных полях. Основным недостатком, ограничивающим их применение, небольшие размеры ( $\leq 10$  см<sup>2</sup>).

Для работы всех импульсных детекторов (включая диэлектрический детектор и кристаллический счетчик), регистрирующих отдельные частицы, большое значение имеет электронная регистрирующая аппаратура. Она является по существу частью детектора, который можно рассматривать как датчик сигнала. Помимо усиления амплитуды сигнала и преобразования электрических сигналов, эта аппаратура выполняет ряд логических операций, необходимых для изучения различных ядерных процессов.

### Трековые детекторы

Трековые детекторы обладают высоким пространственным разрешением. Временное же разрешение их либо не очень высоко, либо практически отсутствует. Этот недостаток они компенсируют чрезвычайно полной и детальной картиной «события», которое может быть элементарным актом взаимодействия частицы с веществом, распадом частицы и так далее.

Простейшими трековыми детекторами являются *ядерные фотографические эмульсии*. Прохождение заряженных частиц в эмульсии вызывает ионизацию, приводящую к образованию центров скрытого изображения. После проявления следы заряженных частиц предстают в виде цепочки зерен металлического серебра. Благодаря малому размеру зерен можно получить высокое пространственное разрешение, а детальное изучение структуры следа позволяет определить массу, заряд и энергию частиц. По трекам иногда можно восстановить всю историю частиц от их «рождения» до распада, акта взаимодействия или остановки. В эмульсии были открыты и изучены многие элементарные час-



тицы. Главные недостатки: сложность процедуры поиска и обмера событий, ограниченный набор ядер-мишеней, с которыми взаимодействуют изучаемые частицы, трудности при обработке треков частиц высоких энергий.

Классическим трековым детектором, который сыграл большую роль в изучении радиоактивности и космических лучей, является *камера Вильсона* и ее разновидность – *диффузионная камера*. След ионизирующей частицы, попавшей в камеру, наполненную газом и пересыщенными парами спирта или воды, становится видимым благодаря возникновению вокруг образованных ею ионов капелек конденсированного пара. Для регистрации треков камеру Вильсона в нужный момент освещают импульсным источником света и фотографируют (стереоскопически). Помещая камеру Вильсона в магнитное поле, можно по кривизне треков определить импульс частицы и знак ее электрического заряда. Разновидностью камеры Вильсона является диффузионная камера. В дальнейшем камеры Вильсона в экспериментах были вытеснены пузырьковыми и искровыми камерами.

*Пузырьковая камера* – один из основных трековых детекторов в экспериментах на ускорителях. Если привести жидкость в перегретое состояние, то она некоторое время не вскипает. Когда через такую перегретую жидкость пролетает ионизирующая частица, то начинается вскипание. Пока пузырьки пара не успели вырасти до больших размеров, их можно осветить и сфотографировать. Измерение кривизны треков заряженных частиц в магнитном поле, как и камерах Вильсона, позволяет измерить импульс и знак заряда частицы. Главные достоинства пузырьковых камер: высокая эффективность при регистрации практически любого числа заряженных частиц, появляющихся в одном акте взаимодействия, высокая точность при измерении углов и импульсов частиц, а для камер с тяжелыми жидкостями – высокая конверсионная способность к  $\gamma$ -квантам. Недостаток – ограниченное число исследуемых частиц, которые одновременно можно пропустить через камеру, так как при большом их числе на одной фотографии возникают сложности обработки каждого отдельного события.

*Искровые камеры* появились в конце 50-х годов. Заряженная частица ионизирует газ, и вдоль траектории частицы в момент ее прохождения образуется колонка из электронов и ионов. Если после прохождения частицы через время  $\leq 1$  мкс на электроды камеры подать достаточно высокое напряжение, то между ними произойдет искровой пробой именно в том месте, где проходила частица. Искровые камеры обладают пространственным разрешением пузырьковых камер и в то же время позволяют работать в пучках в  $\sim 10^5$  раз более интенсивных, причем можно регистрировать не все частицы, а выборочно. Простейший способ регистрации искр – фотографирование. Однако в связи с внедрением ЭВМ появились так называемые бесфильмовые искровые камеры. В них координаты искр записываются в память ЭВМ, где сразу же подвергаются математической обработке.

Траектория частицы может быть зарегистрирована с помощью системы импульсных детекторов, образующих *телескоп счетчиков*. По номерам счетчиков, давших сигнал о прохождении частицы, можно определить ее траекторию.

Помещая их в магнитное поле, можно измерять импульсы заряженных частиц и их знак. Следы тяжелых заряженных частиц, образующихся, например, при делении атомного ядра, можно обнаруживать с помощью некоторых кристаллов.

## 8. ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Прибор комбинированный для измерения ионизирующих излучений РКСБ-104 предназначен для индивидуального использования населением с целью контроля радиационной обстановки на местности, в жилых и рабочих помещениях. Он выполняет функцию дозиметра и радиометра и обеспечивает возможность измерений:

- мощности полевой экспозиционной дозы  $\gamma$ -излучения;
- плотности потока  $\beta$ -излучения с поверхности;
- удельной активности радионуклида  $Cz - 137$  в веществах.

Структурная схема прибора представлена на рис. 8.1.

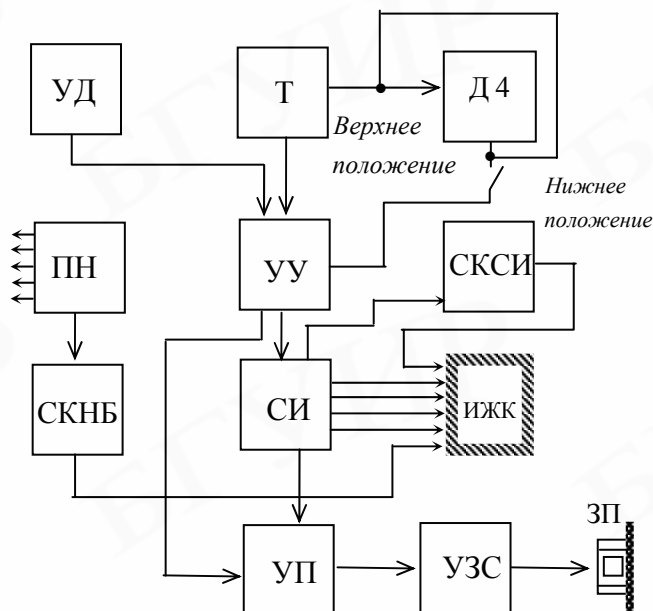


Рис.8.1

Устройство детектирования (Д4) излучений состоит из двух газозарядных счетчиков, включенных параллельно, по импульсной схеме, и корректирующих фильтров. Таймер является устройством, формирующим интервалы времени измерений, а делитель обеспечивает отношение 10:1 между длиной двух интервалов измерения.

Устройство управления (УУ) преобразует сигналы, поступившие в течение интервалов времени измерений от устройства детектирования (УД), в импульсы стандартной амплитуды и длительности и передает их на счетчик импульсов (СИ); при заполнении счетчика определенным количеством импульсов – управляет работой порогового устройства (УП) и схемы переполнения: при окончании измерения включает устройство звуковой сигнализации (УЗС).

Счетчик импульсов предназначен для подсчета импульсов за интервалы времени измерения и индикации результатов подсчета на табло жидкокристаллического индикатора (ИЖК).

Схема контроля переполнения счетчика (СКСИ) формирует сигнал индикации переполнения на табло (Т) индикатора.

Устройство пороговой сигнализации предназначено для выдачи сигнала управления устройством звуковой сигнализации в случае превышения числом импульсов, заполняющих счетчик, установленного для него порогового значения, а также для обеспечения возможности установки любого одного из тридцати одного предусмотренного схемой порога срабатывания сигнализации.

Устройство звуковой сигнализации включает прерывистый сигнал (в зависимости от режима прибора) пьезоэлектрического звонка (ЗП).

Преобразователь напряжения (ПН) служит для получения рабочих напряжений питания элементов электрической принципиальной схемы.

Схема контроля питания (СКНБ) обеспечивает контроль за величиной выходного напряжения батареи «Корунд» и индикацию момента разряда ее напряжения 6,0 В.

## 9. ВЫПОЛНЕНИЕ РАБОТЫ

1. Измерение естественного  $\gamma$ -фона (мощности экспозиционной дозы  $\gamma$ -излучения).

1.1. Снимите заднюю крышку-фильтр. Переведите движки кодового переключателя в положения, указанные на рис.9.1. Установите крышку-фильтр на прежнее место.

1.2. Переведите верхние тумблеры в верхнее положение. Переведите тумблер «вкл»/«выкл» в положение «вкл». При этом прибор должен начать регистрировать внешний радиационный фон. Примерно через 28 с после включения, прибор должен выдать прерывистый звуковой сигнал, при этом на табло индикатора должно установиться четырех разрядное число, значительная часть которого будет соответствовать мощности экспозиционной дозы (внешнему радиационному фону) в  $мкР/ч$ .

Проведите не менее 5 измерений и рассчитайте мощность экспозиционной дозы в учебной лаборатории

2. Измерение загрязненности поверхности  $\beta$ -излучающими радионуклидами.

2.1. Снимите крышку-фильтр и переведите движки кодового переключателя в положения, указанные на рис.9.2. Установите крышку-фильтр на прежнее место.

2.2. Переведите верхние тумблеры в верхнее положение. Поднесите прибор к исследуемой поверхности на расстояние 1,1 – 1,2 см. Переведите тумблер «вкл»/«выкл» в положение «вкл» и снимите фоновое показание прибора ( $\varphi_{\phi}$ ), которое установится на табло через интервал времени, примерно равный 18 с после включения прибора. Проведите не менее 5 измерений. Рассчитайте среднее значение.

2.3. Выключите прибор, установив тумблер «вкл/выкл» в положение «выкл».

2.4. Снимите заднюю крышку-фильтр и поместите прибор над исследуемой поверхностью на расстояние не более 1 см, включите прибор. Снимите показания прибора ( $\varphi_n$ ), установившиеся во время действия прерывистого сигнала. Проведите не менее 5 измерений. Рассчитайте среднее значение.

2.5. Определите величину загрязненности поверхности  $\beta$ -излучающими радионуклидами, которая характеризуется величиной плотности потока  $\beta$ -излучения с поверхности ( $\varphi$ ), по формуле:

$$\varphi = \kappa_1 (\varphi_n - \varphi_\phi),$$

где  $\varphi$  - плотность потока  $\beta$ -излучения с поверхности в частицах в секунду с квадратного сантиметра [ $1/(с \cdot см^2)$ ];

$\kappa_1$  - коэффициент, равный 0,01;

$\varphi_n$  - показания прибора со снятой крышкой;

$\varphi_\phi$  - показания прибора, соответствующие внешнему радиационному фону  $\gamma$ -излучения.

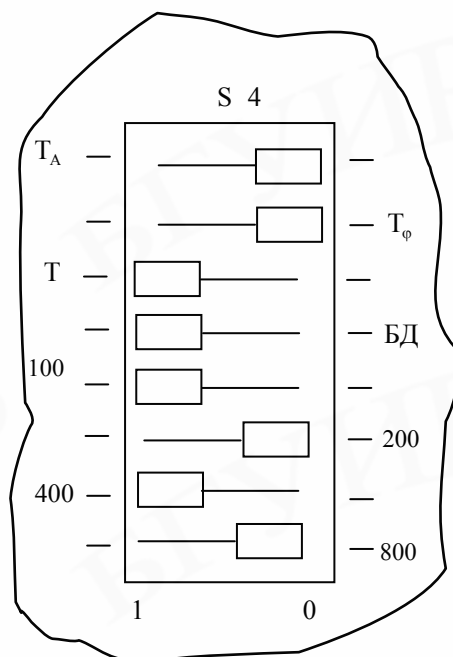


Рис.9.1

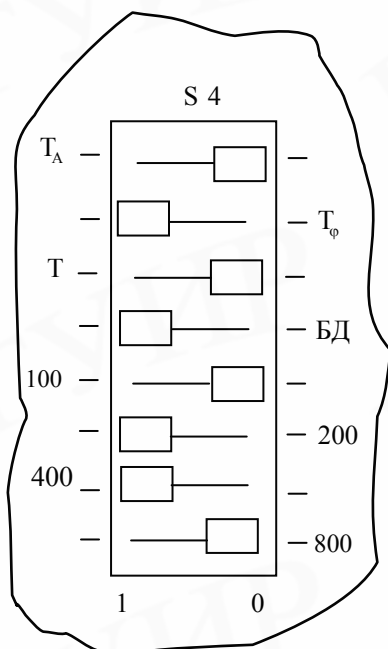


Рис.9.2

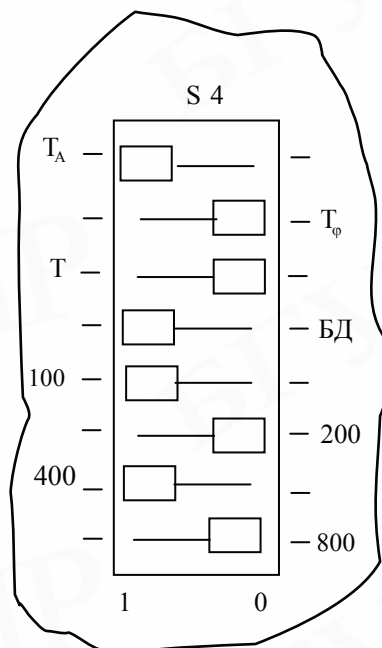


Рис.9.3

### 3. Измерение удельной активности радионуклида цезий-137.

3.1. Снимите крышку-фильтр и переведите движки кодового переключателя в положения, указанные на рис.9.3.

3.2. Установите органы управления прибора: тумблер «раб/деж» в положение «раб», а тумблер «x0,001 x0,001 x20» - в нижнее положение. Заполните измерительную кювету (половину упаковки) заведомо чистой в радиационном отношении водой до метки-буртика внутри кюветы и установите прибор на кювету.

3.3. Включите прибор тумблером «вкл/выкл», переведя его в положение «вкл». Снимите 5 отсчетов показаний прибора, соответствующих собственному фону прибора ( $A_{\phi 1}, A_{\phi 2}, A_{\phi 3}, A_{\phi 4}, A_{\phi 5}$ ), и запишите их.

3.4. Рассчитайте среднее арифметическое фоновых показаний прибора ( $A_{\phi}$ ).

3.5. Вылейте воду из кюветы, просушите ее и заполните исследуемым веществом (раствором) до той же метки. Вновь установите прибор на кювету и включите его. Снимите 5 отсчетов показаний прибора и запишите их. Рассчитайте среднее арифметическое значение показаний прибора ( $A_{изм}$ ).

3.6. Рассчитайте величину удельной активности ( $A_m$ ) радионуклида цезий-137 в веществе (в беккерелях на килограмм) по формуле

$$2. A_m = k_2 (A_{изм} - A_{\phi}),$$

где  $k_2$  – пересчетный коэффициент, равный 20.

Для получения значения удельной активности радионуклида цезий-137 (в кюри на килограмм) результат расчета необходимо разделить на  $3,7 \cdot 10^{10}$ .

### ЛИТЕРАТУРА

1. Мухин К.М. Введение в ядерную физику. - М.: Атомиздат, 1965.
2. Мухин К.М. Экспериментальная ядерная физика. Т.1. Физика атомного ядра. - М.: Атомиздат, 1974.
3. Колпаков П.Е. Основы ядерной физики: Учеб. пособие для пед. институтов. - М.: Просвещение, 1968.
4. Люцко А.М. Фон Чернобыля.-Мн.: Белорусская советская энциклопедия, 1990.
5. Ярмоненко С.П. Радиобиология человека и животных. - М.: Высш. шк, 1988.
6. Радиация. Дозы, эффекты, риск: Пер. с англ. – М.: Мир, 1990.
7. Физический энциклопедический словарь/ Под ред. А.М. Прохорова. - М.: Советская энциклопедия, 1984.
8. Горн Л.С., Хазанов Б.И. Современные приборы для измерения ионизирующих излучений. - М.: Энергоатомиздат, 1989.

Учебное издание

Андрианова Елена Вилоровна

**РЕГИСТРАЦИЯ И ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ  
С ВЕЩЕСТВОМ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ**

Методическое пособие по курсу «Физика»  
для студентов всех специальностей  
и форм обучения БГУИР

Редактор Е.Н.Батурчик  
Компьютерная верстка

---

Подписано в печать

Формат 60x84 1/16.

Бумага

Печать

Гарнитура «Таймс»

Усл.печ.л.

Уч.- изд. л.1,8.

Тираж 200 экз.

Заказ

---

**Издатель и полиграфическое исполнение:**

**Учреждение образования**

**«Белорусский государственный университет  
информатики и радиоэлектроники»**

Лицензия ЛП № 156 от 30.12.2002

Лицензия ЛВ № 509 от 03.08.2001

220013, Минск, П. Бровки, 6