

МИНИСТЕРСТВО СЕЛЬСКОГО ХОЗЯЙСТВА  
И ПРОДОВОЛЬСТВИЯ РЕСПУБЛИКИ БЕЛАРУСЬ

Учреждение образования  
«БЕЛОРУССКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ  
АГРАРНЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»

Институт повышения квалификации  
и переподготовки кадров АПК

**В. Л. Гурачевский**

## **ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ РАДИАЦИОННОГО КОНТРОЛЯ**

*Учебно-методическое пособие  
для специалистов системы радиационного контроля  
и студентов экологических специальностей*

Минск  
БГАТУ  
2011

УДК 539.16.08+614.876.084](075.8)  
ББК 31.42я7  
Г95

*Рекомендовано научно-методическим советом  
Института повышения квалификации и переподготовки кадров АПК БГАТУ.  
Протокол № 3 от 27 апреля 2010 г.*

Рецензенты:

кандидат технических наук, доцент кафедры ядерной  
и радиационной безопасности МГЭУ им. А. Д. Сахарова *Н. Н. Тушин*;  
заведующий кафедрой «Безопасность жизнедеятельности» БГАТУ,  
доктор технических наук *Л. В. Мисун*

**Гурачевский, В. Л.**

Г95 Физические основы радиационного контроля : учебно-методическое пособие / В. Л. Гурачевский. – Минск : БГАТУ, 2011. – 72 с.: ил.  
ISBN 978-985-519-344-0.

Пособие содержит необходимый минимум сведений из ядерной физики и техники эксперимента для осознанного проведения измерений на приборах радиационного контроля: спектрометрах, радиометрах, дозиметрах. В пособии использованы материалы лекций, читаемых автором в Институте повышения квалификации и переподготовки кадров АПК Белорусского государственного аграрного технического университета.

Предназначено для специалистов системы радиационного контроля и студентов экологических специальностей вузов.

УДК 539.16.08+614.876.084](075.8)  
ББК 31.42я7

ISBN 978-985-519-344-0

© БГАТУ, 2011

---

## СОДЕРЖАНИЕ

---

Глава 1. ЭЛЕМЕНТЫ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ .....	5
1.1. Атом .....	5
1.2. Ядро.....	9
1.3. Закон радиоактивного распада .....	11
1.4. Излучения.....	13
1.5. Ионизирующие излучения.....	15
1.6. Особенности взаимодействия заряженных частиц с веществом.....	16
1.7. Альфа-распад и альфа-излучение.....	18
1.8. Бета-распад и бета-излучение.....	19
1.9. Гамма-излучение.....	22
1.10. Взаимодействие гамма-излучения с веществом.....	24
Глава 2. МЕТОДЫ РАДИАЦИОННОГО КОНТРОЛЯ. ОСНОВНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ И ЕДИНИЦЫ ИХ ИЗМЕРЕНИЯ.....	27
2.1. Радиометрия. Активность, удельная и объемная активность .....	27
2.2. Спектрометрия .....	29
2.3. Аппаратурная форма линии .....	31
2.4. Дозиметрия. Поглощенная доза.....	34
2.5. Эквивалентная доза.....	36
2.6. Эффективная доза.....	39
2.7. Мощность дозы, амбиентный эквивалент дозы, среднегодовая эффективная доза.....	40
2.8. Источники облучения человека. Радиационный фон.....	42
Глава 3. ДЕТЕКТОРЫ ИЗЛУЧЕНИЙ И ПРИБОРЫ НА ИХ ОСНОВЕ.....	45
3.1. Типы детекторов и их основные характеристики .....	45
3.2. Газоразрядные детекторы.....	46
3.3. Полупроводниковый детектор.....	49
3.4. Сцинтилляционный детектор.....	51
3.5. Классификация приборов для измерения и контроля ионизирующих излучений .....	53
3.6. Особенности устройства приборов .....	58
3.7. О статистическом характере измерений. Среднее значение и вероятность .....	61
3.8. Разброс результатов измерений. Свойство распределения Пуассона .....	64
3.9. Результат измерения и статистическая погрешность.....	65

---

## Глава 1. ЭЛЕМЕНТЫ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

---

### 1.1. Атом

**Атом** (от греческого *atomos* – неделимый) представляет собой мельчайшую частицу химического элемента, например, железа или кислорода, обладающую его химическими свойствами. Мельчайшие частицы сложных веществ, например, воды или соли, представляют собой **молекулы**, которые состоят из двух и более атомов.

В 1911 году Э. Резерфордом было доказано, что атом состоит из ядра и электронов, образующих электронную оболочку вокруг ядра. Отрицательно заряженные электроны удерживаются положительно заряженным **ядром** благодаря **кулоновским** (электростатическим) силам притяжения. Этим объясняется устойчивость атома.

**Электрон** – элементарная частица, имеющая массу  $m_e = 9,1 \cdot 10^{-31}$  кг и отрицательный заряд, величина которого  $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл. В атомной и ядерной физике  $e$  представляет собой удобную единицу измерения зарядов. Размер электрона до сих пор неизвестен, по многим данным он не превышает  $10^{-17}$  м.

Согласно современной физике электрон, как и другие объекты микромира, обладает свойствами и частицы, и волны (**концепция квантово-волнового дуализма**). Когда электрон находится в атоме, сильнее проявляются его волновые свойства. В частности, нельзя говорить, что он находится в определенном месте пространства, обладая при этом определенной скоростью. Можно, например, говорить лишь о вероятности нахождения в определенной точке атома. Поэтому удобно представлять электрон в виде своеобразного облачка, окружающего ядро. Плотность этого облачка тем выше, чем выше вероятность нахождения электрона в данном месте.

В простейшем атоме – атоме водорода – единственный электрон удерживается ядром, состоящим из одного протона (рис. 1).

**Протон** – элементарная частица, имеющая заряд, равный  $+e$  и массу в 1840 раз большую, чем электрон. Размер протона составляет около  $10^{-15}$  м, размер атома –  $10^{-10}$  м. Таким образом, ядро имеет в 100 000 раз меньший размер, чем атом, но в нем сосредоточено более чем 99,9 % его массы.



Рис. 1. Схема атома водорода

Многие свойства атома объясняет **теория Бора**, согласно которой в простейшем атоме электрон может существовать в состояниях со строго определенными значениями (уровнями) энергии:

$$E_n \sim -1/n^2,$$

где  $n = 1, 2, 3, \dots$  – так называемое главное квантовое число. Отметим, что согласно теории отрицательные значения энергии соответствуют действию сил притяжения между электроном и ядром. Отрыв электрона от атома (**ионизация**) возможен, начиная со значения энергии, равного нулю.

Состояние с минимальной энергией ( $n = 1$ ) называется **основным**, все остальные, энергия которых выше, – **возбужденными** (рис. 2). Разница в энергии между последовательными возбужденными состояниями непрерывно уменьшается, так что энергетические уровни бесконечно сгущаются вблизи значения энергии равного нулю. Для ионизации атома водорода электрону, находящемуся в основном состоянии, необходимо сообщить энергию, равную  $E_{\text{ион}} = (0 - E_{\text{осн}}) = 13,6$  эВ. **Электрон-вольт** (эВ) – удобная в атомной и ядерной физике единица измерения, равная энергии, приобретаемой электроном при движении в электрическом поле с разностью потенциалов 1 В;  $1 \text{ эВ} = 1,6 \cdot 10^{-19}$  Дж.

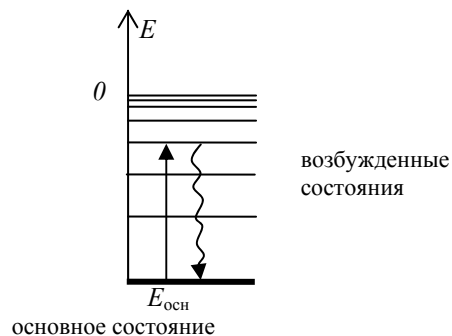


Рис. 2. Уровни энергии электрона в атоме

Нормальное состояние электрона в атоме – основное. В этом состоянии он может находиться сколь угодно долго. Если электрон получает дополнительную энергию, например, при столкновении с другой частицей, то он переходит в возбужденное состояние, соответствующее поглощенной порции энергии. Все возбужденные состояния характеризуются определенным *временем жизни*, обычно небольшим. Спустя это время происходит обратный переход в основное или менее возбужденное состояние, а излишек энергии испускается в виде фотона с энергией

$$h\nu = E_i - E_k,$$

где  $E_i$  и  $E_k$  – энергия электрона в начальном и конечном состоянии;  
 $\nu$  – частота фотона;  
 $h$  – постоянная Планка.

Для атомов с числом электронов два и более схема энергетических уровней усложняется. В реальных атомах значение энергии каждого электрона (кроме главного квантового числа  $n$ ) характеризуется еще тремя числами: *азимутальным квантовым числом*  $l$ , *магнитным квантовым числом*  $m$  и *спиновым квантовым числом*  $m_s$ .

От значения числа  $n$  зависит размер электронного облака (пропорционально  $n^2$ ). Электрон с главным квантовым числом  $n$  может иметь значения  $l$  в диапазоне  $(0, 1, 2, \dots, n - 1)$ . В свою очередь, при заданном числе  $l$  магнитное квантовое число может принимать значения  $l, l-1, \dots, -l$ . Спиновое число  $m_s$  может принимать только два значения:  $+1/2$  и  $-1/2$ .

В каждом возможном состоянии атома, характеризуемом четверкой чисел  $n, l, m$  и  $m_s$ , может находиться не более одного электрона. Это положение известно как принцип запрета или **принцип Паули**. Нетрудно подсчитать, что в состоянии  $l = 0$  могут находиться два электрона ( $s$ -электроны), в состоянии  $l = 1$  – шесть электронов ( $p$ -электроны),  $l = 2$  – десять ( $d$ -электроны) и т. д. Все электроны с заданным значением  $n$  образуют **электронную оболочку**, которая содержит  $2n^2$  электронов. Оболочки с  $n = 1, 2, 3, 4, \dots$  имеют название  $K, L, M, N, \dots$ ; максимальное число электронов в каждой из них составляет  $2, 8, 18, \dots$ . Атомы, имеющие полностью заполненную внешнюю оболочку, не способны к химическим связям, – это инертные газы: гелий, неон и др.

Периодическую систему элементов Менделеева можно объяснить последовательным заполнением электронных оболочек. Ближе всех к ядру находятся наиболее прочно связанные электроны с  $n = 1$ , затем менее прочно связанные с  $n = 2$  и т. д. В таком порядке и происходит заполнение оболочек при переходе от одного атома к другому, более тяжелому. Как правило, сначала заполняются внутренние оболочки (где электроны наиболее прочно связаны), затем внешние. После заполнения  $K$ -оболочки, она вследствие возрастания заряда ядра стягивается ближе к нему и начинает заполняться  $L$ -оболочка и т. д. Этим, кстати, объясняется то, что наружные размеры всех атомов примерно одинаковы. Более точно: размер электронного облака пропорционален  $n^2$ , но обратно пропорционален  $z^2$ .

При заданном  $n$  обычно в первую очередь заполняются состояния, соответствующие  $s$ -электронам, затем  $p, d$  и т. д. У атома гелия имеются 2 электрона в состоянии  $n = 1, l = 0, m = 0, m_s = \pm 1/2$ . Инертным гелием завершается заполнение первой оболочки и первого периода таблицы Менделеева. Щелочной металл литий образуется добавлением третьего электрона в состоянии с  $n = 2, l = 0$ . Заполнение второй оболочки завершается инертным неон и т. д. С ростом числа электронов в атоме внешние электронные оболочки (расположенные на них электроны отвечают за химические связи атомов и называются валентными) периодически образуют схожие электронные конфигурации, что определяет аналогии в химических свойствах элементов, расположенных в одном столбце таблицы.

## 1.2. Ядро

В 1932 году В. Гайзенбергом, Д. Иваненко и Дж. Чедвиком было доказано, что **ядра** всех элементов, исключая водород, состоят из частиц двух сортов: протонов и нейтронов (их общее название – нуклоны). **Нейтрон** имеет массу близкую к массе протона (примерно на две массы электрона больше), но не имеет электрического заряда.

Нуклоны в ядре притягиваются друг к другу мощными силами притяжения, которые называются **ядерными силами**. Ядерное (или *сильное*) взаимодействие компенсирует кулоновское отталкивание положительно заряженных протонов и обеспечивает устойчивость ядер. Ядерные силы относятся к *короткодействующим*, они уменьшаются практически до нуля при расстояниях между нуклонами порядка размера нуклона. Это самые мощные силы в природе, их энергия выделяется в *ядерных реакциях* (происходящих, например, в звездах, ядерных реакторах, при взрыве ядерных бомб). В последние десятилетия выяснилось, что нуклоны имеют достаточно сложную структуру, однако в практических задачах их по-прежнему можно считать элементарными частицами.

Для описания ядер используют три важных числа. Число протонов в ядре  $Z$  одновременно определяет и число электронов в атоме, а значит и порядковый номер элемента. Число нейтронов обозначается  $N$ , в сумме с  $Z$  они дают число нуклонов в ядре, или **массовое число  $A$** :

$$A = Z + N.$$

Ядра одного и того же элемента обязаны иметь одинаковое число протонов  $Z$ , число же нейтронов  $N$  может быть различным. Ядра одного и того же элемента (и соответствующие атомы), отличающиеся числом нейтронов, называются **нуклидами (изотопами)**.

Нуклиды или изотопы принято обозначать сокращенным названием из таблицы Менделеева с двумя индексами: верхний – число нуклонов в ядре, нижний – число протонов (иногда опускается), например:  ${}^{235}_{92}\text{U}$ , или  ${}^{235}\text{U}$ ; иногда пишут уран-235. С точки зрения химии все изотопы данного вещества неразличимы.

Баланс изотопов для каждого вещества в обычных условиях остается неизменным. Он возник на определенном этапе образования Вселенной, и может меняться лишь в результате ядерных реакций. Поэтому говорят, что любое вещество в природе представляет со-

бой т.н. **естественную смесь изотопов**. Так, природный водород содержит 99,985 % изотопа  ${}^1\text{H}_1$  (в ядре единственный нуклон – протон) и 0,015 % изотопа  ${}^2\text{H}_1$  или *дейтерия* (2 нуклона: протон и нейтрон). В еще меньших количествах на Земле присутствует третий изотоп водорода – *тритий*  ${}^3\text{H}_1$ , который образуется в верхних слоях атмосферы в результате ядерных реакций под действием космического излучения.

В своем большинстве ядра вещества в окружающем нас мире стабильны, то есть существуют без изменений сколь угодно долго. Однако некоторые нуклиды одного и того же вещества могут быть нестабильными (радиоактивными): они превращаются в другие нуклиды с испусканием *излучений*. К основным типам излучений относятся альфа, бета и гамма. Они имеют место в простейших ядерных реакциях, называемых *радиоактивным распадом* ядер. Нуклиды, обладающие свойством радиоактивности, называют **радионуклидами**.

Радионуклиды имеются для всех известных химических элементов, число которых на сегодняшний день составляет 118. Большинство радионуклидов получается искусственно. Всего известно более двух тысяч нуклидов, стабильны лишь около 260. Так, для водорода два нуклида ( ${}^1\text{H}_1$  и  ${}^2\text{H}_1$ ) стабильны, а тритий радиоактивен, он испускает бета-излучение. Чем выше массовое число, тем больше у элемента может быть радионуклидов. Так, для цезия известно 37 нуклидов, из которых стабилен только  ${}^{133}\text{Cs}_{55}$ .

Не имеют стабильных изотопов, то есть являются радиоактивными все химические элементы с  $Z > 83$ , расположенные в периодической системе вслед за висмутом (полоний, астат, радон, франций, радий, актиний, торий, протактиний, уран и т. д.). Последним элементом периодической системы, распространенным в природе, является уран ( $Z = 92$ ), остальные (нептуний, плутоний, америций и т. д.) могут быть получены лишь искусственно: в ядерных реакторах и на ускорителях заряженных частиц. Эти элементы называются **трансурановыми**.

В процессе образования Вселенной возникали и стабильные, и радиоактивные ядра, но из последних к настоящему времени распались все, за исключением самых долгоживущих. В их числе торий-232, уран-235, уран-238 и продукты их распада (они образуют цепочки превращающихся друг в друга радионуклидов или так называемые *семейства*), а также калий-40 и рубидий-87. Часть радионуклидов, например, тритий и углерод-14 образуется в атмо-

сфере Земли под действием космического излучения. Остальные радионуклиды возникают в результате деятельности человека и могут оказаться в природе в результате испытаний ядерного оружия, аварий, неправильного обращения с радиоактивными источниками или их утилизации.

### 1.3. Закон радиоактивного распада

Как и все процессы в микромире распад ядер носит случайный характер. Отдельно взятое радиоактивное ядро может «жить» очень долго, или распастся через короткий промежуток времени. Наука не располагает возможностью наблюдать за отдельно взятым ядром; можно делать определенные выводы лишь для поведения множества ядер в некотором образце, пользуясь законами статистики.

В силу того, что ядерные силы носят короткодействующий характер, отдельные ядра образца практически не взаимодействуют и существуют независимо друг от друга. Поэтому **вероятность распада каждого ядра в единицу времени  $\lambda$**  одинакова для всех ядер, а доля распавшихся за  $\Delta t$  ядер пропорциональна  $\lambda$  и  $\Delta t$ . Обозначим  $N_0$  число ядер, существовавших к моменту времени  $t$ , а  $N$  – оставшихся к концу промежутка  $\Delta t$ , т. е. число нераспавшихся ядер. Тогда

$$\frac{N_0 - N}{N_0} = \lambda \Delta t.$$

С учетом того, что  $N_0 - N = -(N - N_0) = -\Delta N$ , можно записать:

$$\frac{\Delta N}{N_0} = -\lambda \Delta t.$$

Читатели, знакомые с дифференциальным исчислением, знают, что последнее уравнение можно переписать в виде:

$$\frac{dN}{N} = -\lambda dt, \quad (1)$$

а решением является так называемая **убывающая экспоненциальная зависимость**:

$$N = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (2)$$

где  $e$  – основание натуральных логарифмов,  $e \approx 2,73$ .

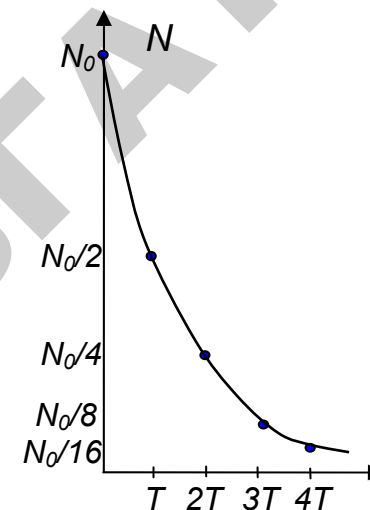


Рис. 3. Графическое представление закона радиоактивного распада

Последней формуле можно придать несколько иной вид. Пусть  $T$  – **период полураспада**, то есть время, в течение которого распадается половина исходного числа ядер, тогда

$$N = N_0 2^{-t/T}, \quad (3)$$

причем  $T = \frac{\ln 2}{\lambda} \approx \frac{0,693}{\lambda}$ . Графический вид зависимости (3) представлен на рис. 3. Из рисунка видно, что спустя два периода полураспада остается четвертая часть исходного числа ядер, через три таких периода – восьмая и т.д. Полезно знать, что спустя 10 периодов полураспада число нераспавшихся радионуклидов уменьшается в  $2^{10}$ , то есть примерно в 1000 раз.

Рассмотренные соотношения отражают сущность **закона радиоактивного распада**. Как и многие другие фундаментальные законы, он допускает несколько эквивалентных формулировок, например, в виде любого из выражений (1–3). Более глубокая

формулировка состоит в том, что для данного сорта ядер вероятность распада в единицу времени  $\lambda$  постоянна. Выражаясь образно, можно сказать так: радионуклид не «помнит» своей истории. Действительно, это иными словами выраженная закономерность, согласно которой вероятность распада одинакова в любой момент времени. Некоторые другие формулировки этого закона будут даны в 2.1.

#### 1.4. Излучения

**Излучение** – перенос энергии от объекта (источника) в окружающее пространство посредством потока частиц или волн. Многие объекты в природе являются источниками света, тепла, звуковых волн, потоков частиц. Про такие объекты говорят, что они являются источниками излучения. Общим для всех случаев излучения является то, что часть энергии источника уносится в окружающую среду.

Во многих случаях излучение представляет собой **электромагнитные волны**. Было установлено, что такие волны испускаются, например, при ускоренном движении заряженных частиц. Так, колебания электронов в цепи переменного тока приводят к возникновению радиоволн. Позднее выяснилось, что к электромагнитным волнам относятся также, в порядке возрастания частоты, тепловое (инфракрасное), световое, ультрафиолетовое и рентгеновское излучения. Испускаются эти волны при переходах электронов в атомах из состояния с более высокой энергией в состояния с более низкой.

Открытие радиоактивности привело к пониманию того, что радионуклиды являются источниками трех новых типов излучений: альфа, бета и гамма. Выяснилось, что **гамма-излучение** представляет собой электромагнитные волны с еще более высокой частотой, чем рентгеновское; оно испускается при переходах между различными энергетическими состояниями ядер. Альфа и бета-излучения представляют собой потоки частиц. **Альфа-частица** состоит из двух протонов и двух нейтронов и, следовательно, представляет собой ядро атома гелия. **Бета-частицы** – это электроны, а в некоторых случаях – позитроны (античастицы по отношению к электронам), обладающие высокими значениями энергии.

Излучения делят на корпускулярные и фотонные. К **корпускулярным**, кроме альфа и бета, относятся также протонное, нейтронное излучения, потоки других элементарных частиц. Такие излучения возникают в ходе ядерных превращений, происходящих, например, на Солнце, в звездах, ядерных реакторах. **Фотонные** – это все электромагнитные излучения, включая рентгеновское и гамма.

Такое деление в некоторой мере условно, потому что концепция квантово-волнового дуализма позволила рассматривать все излучения как поток частиц – **квантов**. Выяснилось, что кванты любого электромагнитного излучения, называемые фотонами, несут энергию  $E$ , пропорциональную частоте  $\nu$  волны:  $E = h\nu$  (см. таблицу 1) и движутся со скоростью света  $c$ . Однако фотоны – не совсем обычные частицы. Согласно уравнению Эйнштейна  $E = mc^2$ , поэтому каждому такому кванту можно приписать вполне определенную массу (массу движения). Фотоны не могут находиться в состоянии покоя, в соответствии с этим теория приписывает им массу покоя  $m_0$ , равную нулю.

Таблица 1

Энергия фотонов для некоторых типов электромагнитного излучения

Свет	Ультрафиолетовое излучение	Рентгеновское излучение	Гамма-излучение
1,65–3,10 эВ	3,1–124,0 эВ	0,62–207 кэВ	Свыше 6,2 кэВ

Из таблицы видно, что диапазоны энергий рентгеновского и гамма излучений перекрываются. Энергией 10 кэВ могут обладать и рентгеновские, и гамма-кванты. Разница при этом только в том, что гамма-излучение испускается ядрами, а рентгеновское – атомами. Однако при изучении воздействия излучения на вещество (этим занимается дозиметрия) данное различие никак не сказывается, играет роль только энергия соответствующих фотонов. Развивая эту мысль, заметим, что энергией 10 кэВ могут обладать кванты еще одного вида электромагнитного излучения – **тормозного излучения**. Оно возникает в результате ускорения (торможения), которое испытывают заряженные частицы при прохождении через вещество (см. 1.6). Таким образом, энергией 10 кэВ могут обладать кванты электромагнитного излучения различного происхождения. Однако с точки зрения взаимодействия с веществом все они идентичны и представляют собой фотоны с энергией 10 кэВ.

## 1.5. Ионизирующие излучения

Все рассмотренные излучения, за исключением светового и теплового, невидимы и не воспринимаются другими органами чувств. В этом их потенциальная опасность для человека. Эта опасность становится реальной, когда энергия квантов излучения превышает энергию, необходимую для ионизации атомов. **Ионизация** – это процесс, когда атом и один из входящих в него электронов перестают существовать как единое целое, а в результате образуется электрон и положительно заряженный ион. Говоря простыми словами, ионизация – выбивание электрона из атома. Излучения, которые способны ионизировать вещество, называют **ионизирующими**.

Возникшие в результате ионизации электроны в веществах, не являющихся проводниками, могут захватываться соседними нейтральными молекулами с образованием отрицательных ионов. Поэтому иногда определяют ионизацию как процесс образования пар ионов в веществе под действием излучения.

Различают непосредственно и косвенно ионизирующие излучения. **Непосредственно** ионизируют вещество излучения, представляющие собой поток заряженных частиц, в том числе альфа и бета-излучения. К **косвенно ионизирующим излучениям** относятся излучения, кванты которых – незаряженные частицы, например, электромагнитные и нейтронные. При взаимодействии таких излучений с веществом возникают вторичные заряженные частицы, чаще всего – электроны. Вторичным частицам передается вся энергия первичных квантов или ее часть, и именно вторичные частицы могут ионизировать вещество.

Для большинства атомов энергия ионизации лежит в пределах от 9 до 30 эВ. Чтобы ответить на вопрос, является ли конкретное излучение ионизирующим, нужно знать его энергию. Известно, что энергия бета-частиц превышает 10 кэВ, поэтому бета-излучение является ионизирующим. При этом одна  $\beta$ -частица, в зависимости от своей энергии, способна ионизировать множество атомов на своем пути. По числу атомов, ионизированных одной частицей, можно судить об ионизирующей способности излучения. Энергия альфа-частиц превышает единицы МэВ, поэтому альфа-излучение также является ионизирующим, а его ионизирующая способность выше, чем у бета.

Как следует из таблицы 1, рентгеновское и гамма-излучения являются ионизирующими. Наиболее высокоэнергетичные кванты

ультрафиолетового излучения (так называемая *дальняя* или жесткая компонента) также способны произвести ионизацию. Свет и радиоволны не являются ионизирующими излучениями.

## 1.6. Особенности взаимодействия заряженных частиц с веществом

Заряженные частицы, проходя через вещество, взаимодействуют кулоновскими (в общем случае – электромагнитными) силами с электронами и ядрами атомов. Все процессы взаимодействия заряженных частиц с веществом можно разделить на упругие и неупругие.

При **упругом** взаимодействии (рис. 4) суммарная кинетическая энергия не меняется, при этом атому может передаваться определенная часть энергии частицы (отдача). В твердых телах при достаточно большой энергии заряженной частицы это может привести к смещению атомов из устойчивых положений в кристаллической решетке, а в итоге – к так называемым радиационным повреждениям, то есть к изменениям свойств тела. Сама падающая частица, особенно если она легкая, изменяет свое направление движения. Этот процесс называется **рассеянием**.

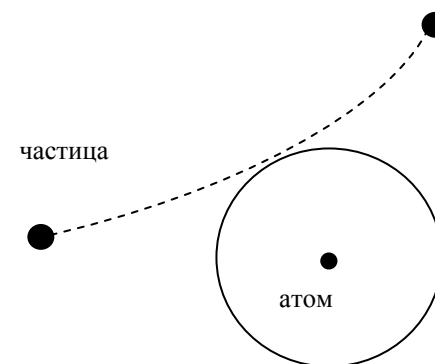


Рис. 4. Упругое рассеяние

При **неупругом** взаимодействии (рис. 5) значительная часть кинетической энергии заряженной частицы может передаваться атому, приводя к его ионизации или возбуждению, а также непосредственно расходоваться на образование фотонов.



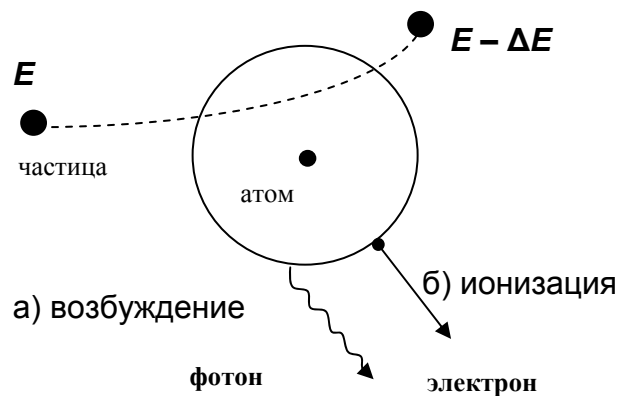


Рис. 5. Основные неупругие процессы: возбуждение и ионизация атомов

Пониманию этих процессов способствует теория Бора. Если энергия  $\Delta E$ , передаваемая частицей атому, не превышает значения  $E_{\text{ион}}$ , электрон переходит в одно из возбужденных состояний. Все возбужденные состояния имеют короткое время жизни, составляющее около  $10^{-8}$  с.

Спустя это время происходит обратный переход в основное состояние, а излишек энергии испускается в виде фотона (рис. 6, а).

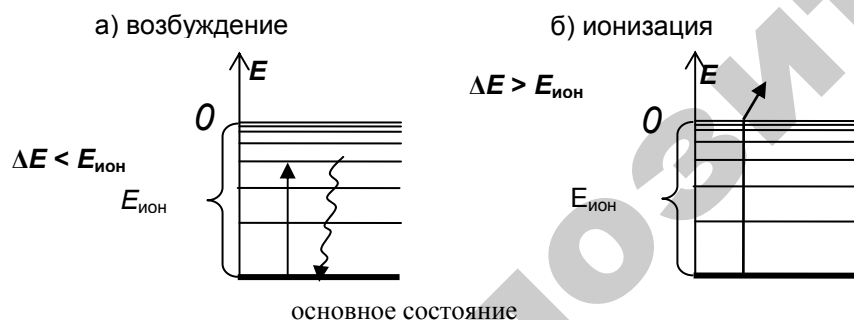


Рис. 6. Уровни энергии электронов в атоме и переходы между ними для процессов возбуждения и ионизации

Если же энергия, передаваемая атому, превышает величину  $E_{\text{ион}}$ , электрону «не находится места» в системе уровней энергии, и он отрывается от атома, приобретая кинетическую энергию, равную разности  $\Delta E$  и  $E_{\text{ион}}$  (рис. 6, б).

Таким образом, в результате неупругого взаимодействия заряженных частиц с атомами вещества возникают либо фотоны (в результате возбуждения), либо электроны (в результате ионизации). Кроме того, часть энергии частиц расходуется на преодоление сил кулоновского отталкивания с испусканием фотонов **тормозного излучения**. В результате процессов возбуждения, ионизации и испускания тормозного излучения частица постепенно теряет энергию. Тонкие объекты она может пройти «насквозь», потеряв часть своей первоначальной энергии, а в достаточно протяженном объекте останавливается, исчерпав всю энергию. Для заряженных частиц вводится понятие **максимального пробега** в веществе.

### 1.7. Альфа-распад и альфа-излучение

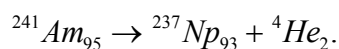
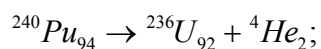
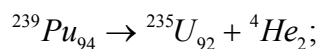
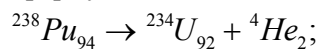
Причиной альфа-распада является кулоновское отталкивание протонов в тех случаях, когда оно не в полной мере компенсируется действием ядерных сил. В силу законов сохранения, присущих ядерной физике, радионуклид покидает не отдельный протон, а совокупность двух протонов и двух нейтронов. Такой процесс возможен благодаря тому, что масса, а, значит, и энергия покоя нуклида, больше суммы масс, образующихся в результате распада дочернего ядра и альфа-частицы. Этот избыток энергии высвобождается путем испускания альфа-частицы.

Энергия таких частиц лежит в диапазоне 2–11 МэВ. Они вылетают из ядер со скоростями в десятки км/с. Альфа-частицы имеют массу почти в 7500 больше, чем электроны. Вследствие инерции для них не наблюдается существенного отклонения от первоначального направления движения. По этой же причине потери энергии на испускание тормозного излучения малы. Альфа-частицы способны произвести серьезные радиационные дефекты в твердых телах, а в биологических тканях – вызвать повреждения их молекул.

Основные процессы, возникающие при взаимодействии альфа-излучения с веществом, – ионизация и возбуждение атомов. Проходя через какой-либо объект, альфа-частица образует «след» из плотной цепочки ионов, причем плотность возрастает в его конце. Количество пар ионов в цепочке для воздуха составляет около 50 тысяч на 1 см пути.

Обладея большой массой и удвоенным элементарным зарядом, альфа-частицы быстро теряют свою энергию в веществе. В результате альфа-излучение обладает **весьма высокой ионизирующей и очень низкой проникающей** способностью. Наиболее высокоэнергетичные альфа-частицы могут пройти слой воздуха около 11 см или слой воды до 0,15 мм. Защитой от альфа-излучения может служить даже тонкий лист бумаги. Таким образом, альфа-частицы не представляют большой опасности в случае внешнего облучения, поскольку задерживаются одеждой и ороговевшим слоем кожи (исключения составляют случаи воздействия альфа-излучения на слизистые оболочки, глаза, ранки на теле). В то же время оно очень опасно при попадании радионуклидов в организм. Возникающее при этом внутреннее облучение может привести к необратимым изменениям в клетках тканей.

К альфа-излучающим радионуклидам чернобыльского происхождения относятся плутоний-238 (период полураспада равен 88 лет), плутоний-239 ( $T_{1/2} = 24$  тыс. лет), плутоний-240 ( $T_{1/2} = 6,5$  тыс. лет) и америций-241 ( $T_{1/2} = 430$  лет). Процессы их распада можно представить следующими формулами.



При написании таких формул учитывается, что в случае альфа-распада дочерний радионуклид должен иметь на два протона и четыре нуклона меньше, чем материнский.

### 1.8. Бета-распад и бета-излучение

Частицами бета-излучения ( $\beta$ ) могут быть электроны ( $e^-$ ), или античастицы к электронам – позитроны ( $e^+$ ), вылетающие из ядер с огромными скоростями. В основе бета-распада лежат процессы взаимопревращения нуклонов. Так, отдельно взятый нейтрон представляет собой нестабильную частицу с периодом полураспада около 10 мин. Он превращается в протон, электрон и антинейтрино:  $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$ . В ядрах возможно и другое превращение:  $p \rightarrow n + e^+ + \nu$ .

**Электронный бета-распад** характерен для ядер, в которых число нейтронов больше, чем в ядрах стабильных изотопов. **Позитронный распад** наблюдается для ядер, имеющих избыток протонов. Этому типу распада подвержены лишь некоторые радионуклиды, полученные искусственным путем, например  ${}^{11}\text{C}_6$ , ядро которого содержит шесть протонов и пять нейтронов. Часть выделяемой при бета-распаде энергии уносит антинейтрино или нейтрино, поэтому энергия бета-частицы может быть в достаточно широких пределах разной. Существует еще один процесс, который также относят к бета-распаду, – **электронный захват**. Он наблюдается для ядер с избытком протонов, но в тех случаях, когда ядру не хватает энергии для позитронного бета-распада. При этом ядро захватывает электрон с одной из электронных оболочек атома, чаще всего, с ближайшей к нему *K*-оболочки, а избыточный протон, соединившись с этим электроном, превращается в нейтрон с испусканием нейтрино. Иногда электронный захват называют *K*-захватом. Возможность такого захвата существует благодаря тому, что часть электронов в атоме (*s*-электроны) обладают не орбитальным, а колебательным характером движения, проводя часть времени внутри ядра.

*K*-захват сопровождается испусканием рентгеновского излучения. Оно возникает вследствие того, что образовавшаяся вакансия в *K*-оболочке занимает электрон с одной из более высокоэнергетических оболочек. Энергия такого излучения определяется системой уровней энергии, уникальной для атомов каждого вещества, поэтому оно называется **характеристическим рентгеновским излучением**. В качестве примера отметим, что электронный захват происходит в 11 % случаев радиоактивных превращений распространенного в природе радионуклида  ${}^{40}\text{K}$ , при этом испускается характеристическое рентгеновское излучение с энергией 156 кэВ.

Максимальная энергия бета-излучения для разных радионуклидов изменяется в широких пределах: примерно от 10 кэВ до 12 МэВ, а скорость вылета – от 0,3 до 0,99 скорости света. Средняя энергия испускаемых бета-частиц составляет около трети максимальной. Основные процессы, происходящие с бета-излучением в веществе, – упругое рассеяние, ионизация и возбуждение атомов, тормозное излучение.

В диапазоне энергий от 10 кэВ до 1 МэВ вероятность упругих столкновений составляет 5 %, ионизации – 35 %, возбуждения – 60 %. В области более высоких энергий преобладающий характер

начинает иметь тормозное излучение. Обладая небольшой массой, вследствие рассеяния бета-частицы значительно отклоняются от первоначального направления движения.

Бета-излучение обладает меньшей ионизирующей способностью, чем альфа. На 1 см пути в воздухе бета-частица образует 50–100 пар ионов. Медленнее теряя энергию при своем движении, бета-частицы в сравнении с альфа-частицами обладают более высокой проникающей способностью: от десятков сантиметров до метров в воздухе и до сантиметров в биологической ткани. Бета-излучение с энергией около 100 кэВ способно пройти через слой кожи, однако хорошо задерживается оконным стеклом, слоем картона или пластика.

Таким образом, бета-излучение не вносит заметного вклада во внешнее облучение. Внутреннее же облучение за счет радионуклидов, попавших в организм с пищей, водой и воздухом представляет значительную опасность для человека.

К бета-излучающим радионуклидам чернобыльского происхождения относятся стронций-90 (период полураспада равен 29 лет) и плутоний-241 ( $T_{1/2} = 14$  лет). В результате бета-распада плутония-241 образуется альфа-излучающий радионуклид америций-241 ( $T_{1/2} = 430$  лет). В случае распада цезия-137 испускается и гамма и бета-излучение (см. следующий параграф).

Для описания случаев альфа-распада в предыдущем параграфе было использовано их представление в виде ядерных реакций. Их можно представить также в виде *схемы распада*. На рис. 7 представлена схема распада стронция-90.

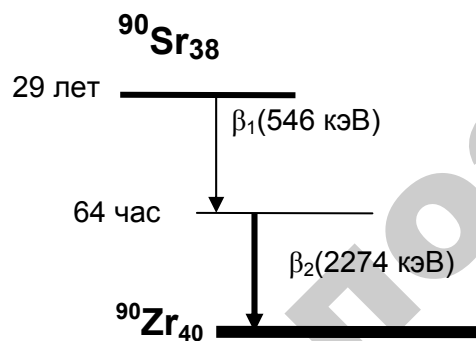


Рис. 7. Схема распада радионуклида стронций-90

Схемы распада отражают тот факт, что ядра имеют строго определенные уровни энергии, подобно электронам в атоме. Как для электронов в атоме, так и для ядер существуют основное состояние (с минимальной энергией), и возбужденные (неустойчивые) состояния, в которых ядро может находиться конечное время. Все переходы между уровнями энергии как в случае одного и того же ядра, так и в случае ядерных превращений происходят в строгом соответствии с законом сохранения энергии. Из схемы на рис. 4 видно, что распад радиоактивного ядра  $^{90}\text{Sr}_{38}$  проходит две стадии. После испускания бета-частицы с энергией 546 кэВ образуется короткоживущий радионуклид иттрий-90. В ходе второй стадии испускается бета-частица с энергией 2774 кэВ и образуется стабильное ядро – цирконий-90.

### 1.9. Гамма-излучение

При испускании гамма-кванта число протонов и нейтронов в ядре не изменяется, поэтому этот процесс нельзя отнести к одному из способов ядерного распада. Гамма-излучение обычно возникает, когда в результате альфа или бета-распада образуется возбужденное состояние дочернего ядра. Переход из этого состояния в основное чаще всего происходит путем испускания гамма-кванта.

В соответствии с общими закономерностями излучения, установленными в электродинамике, излучение ядер не может иметь длину волны  $\lambda = \frac{c}{\nu} = \frac{hc}{E}$  меньше размера ядра. Нетрудно подсчитать, что энергия гамма-квантов, излучаемых ядрами, не может

значительно превышать 10 МэВ.

Важные особенности гамма-излучения вытекают из того, что  $\gamma$ -кванты не имеют электрического заряда и тем самым не подвержены влиянию далекодействующих кулоновских сил. При прохождении через вещество  $\gamma$ -кванты сравнительно редко сталкиваются с электронами и ядрами, но при этом, как правило, резко отклоняются от своего пути. Кроме того, гамма-кванты обладают нулевой массой покоя и не могут иметь скорости, отличной от скорости света, т. е. не могут замедляться в среде. Они либо поглощаются, либо рассеиваются.

Поэтому для  $\gamma$ -квантов лишены смысла такие понятия как максимальный пробег, потери энергии на единицу длины. При прохождении гамма-излучения через вещество его интенсивность в зависимости от пройденного расстояния  $x$  изменяется по закону.

$$J = J_0 e^{-\mu x}, \quad (4)$$

где  $J_0$  – начальная интенсивность. Величина  $\mu$  называется линейным коэффициентом ослабления. Часто пользуются понятием массового коэффициента ослабления, равного  $\mu/\rho$ , где  $\rho$  – плотность вещества. Коэффициент ослабления зависит от свойств среды и от энергии квантов.

Формула (4) получается на основе рассуждений, которые аналогичны проведенным при выводе закона радиоактивного распада. В их основе лежит тот факт, что гамма-кванты выбывают из падающего на образец пучка в результате актов единичного взаимодействия (поглощения или рассеяния), при этом доля выбывших

при прохождении пути  $dx$  квантов пропорциональна  $dx$ :  $\frac{dJ}{J_0} = -\mu dx$

(ср. с формулой 1).

Ионизирующая способность гамма-излучения ниже, чем для бета, и тем более альфа. Так, в воздухе на 1 см пути образуется всего несколько пар ионов. Проникающая же способность гамма-излучения очень велика. В воздухе оно может распространяться, заметно не ослабляясь, сотни метров. Полного поглощения гамма-излучения в веществе не происходит, так как его интенсивность ослабляется по экспоненциальному закону.

На основании (4) по аналогии с периодом полураспада можно ввести понятие *слоя половинного ослабления*. Так называют толщину того или иного материала, после прохождения которого интенсивность гамма-излучения уменьшается наполовину. Для гамма-квантов с энергией 1 МэВ толщина этого слоя составляет 5 см бетона, 3 см стали или 1 см свинца. 10 см свинца или 0,5 м бетона ослабляют жесткое излучение примерно в тысячу раз. Для сравнения: альфа-излучение с энергией 1 МэВ практически полностью поглощается алюминиевой фольгой толщиной 5 микрон, а для бета-излучения с такой же энергией достаточно 1,6 мм алюминия.

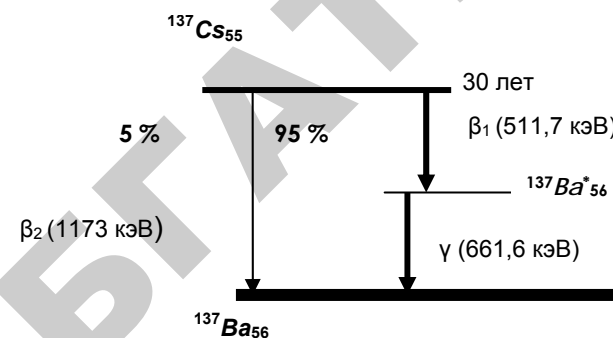


Рис. 8. Схема распада цезия-137

Радионуклид чернобыльского происхождения цезий-137 испытывает  $\beta$ -распад, причем двумя путями (рис. 8). С вероятностью около 5 % испускается электрон с энергией около 1,17 МэВ и образуется стабильное ядро барий-137. В остальных 95 % случаев после испускания электрона с энергией около 0,51 МэВ образуется ядро бария в возбужденном состоянии. Его переход в основное состояние происходит путем испускания гамма-кванта с энергией около 0,66 МэВ.

За счет гамма-излучения цезий-137 является основным источником *внешнего облучения* населения. При попадании данного радионуклида внутрь организма происходит внутреннее облучение гамма-квантами и бета-частицами.

### 1.10. Взаимодействие гамма-излучения с веществом

Гамма-излучение относится к *косвенно ионизирующим*. Это означает, что само по себе оно вещество не ионизирует. Однако при взаимодействии гамма-излучения с веществом образуются заряженные частицы, которым передается вся энергия гамма-квантов, или ее часть. Эти вторичные заряженные частицы (электроны, а иногда позитроны) производят ионизацию вещества.

Существует три типа взаимодействия гамма-излучения с веществом.

При **фотоэффекте** (рис. 9) практически вся энергия гамма-кванта передается одному из атомных электронов (чаще всего *K*-оболочки), в результате чего электрон выбрасывается за пределы атома.

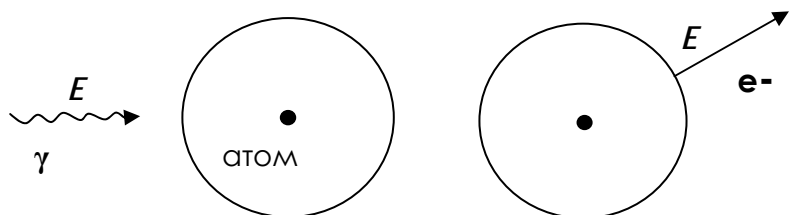


Рис. 9. Фотоэффект

При **Комптон-эффекте**  $\gamma$ -квант не поглощается, а теряет часть энергии  $\Delta E$  и изменяет направление своего движения, поэтому такой процесс называют еще *комptonовским рассеянием* (рис. 10). Энергия  $\Delta E$  передается одному из электронов атома. Угол рассеяния фотона может быть любым, причем разным углом соответствует различная энергия  $\Delta E$ . Выбитый электрон может отклониться от направления движения первичного гамма-кванта на произвольный угол, меньший 90 градусов.

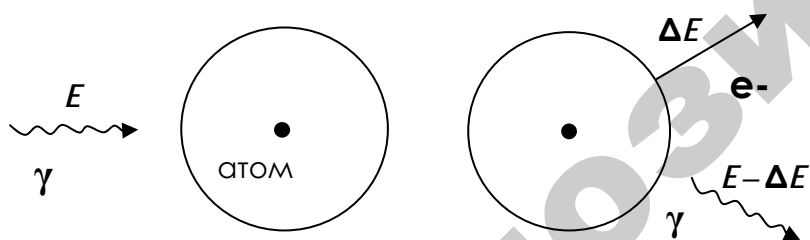


Рис. 10. Комптон-эффект

При энергии гамма-кванта, превышающей удвоенную энергию покоя электрона  $2m_e c^2 \approx 1,022$  МэВ, в поле ядра может происходить **рождение электрон-позитронных пар** (рис. 11). Ионизацию среды в этом случае производят и электрон, и позитрон. После замедления позитрона происходит его *аннигиляция* с одним из электронов вещества, в результате чего образуется два фотона с энергией по 0,511 МэВ.

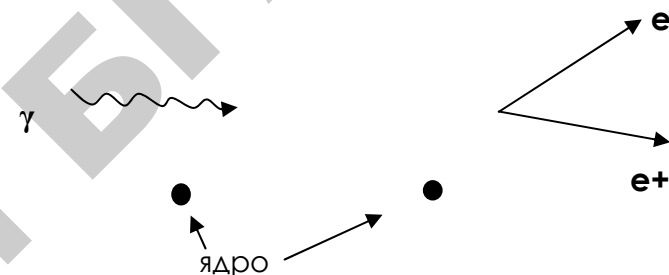


Рис. 11. Образование электрон-позитронных пар

Для каждого вещества можно указать диапазоны энергий гамма-квантов, при которых преобладает тот или иной тип взаимодействия. Например, для свинца (в случае энергии гамма-квантов меньше 0,5 МэВ) – это фотоэффект. В диапазоне от 0,5 МэВ до 5 МэВ преобладает комптоновское рассеяние. При  $E_\gamma > 5$  МэВ наибольший вклад вносит эффект образования пар.

---

## Глава 2. МЕТОДЫ РАДИАЦИОННОГО КОНТРОЛЯ. ОСНОВНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ И ЕДИНИЦЫ ИХ ИЗМЕРЕНИЯ

---

### 2.1. Радиометрия.

#### Активность, удельная и объемная активность

Задача *радиометрии* – определение содержания радионуклидов в данном образце. Это возможно путем регистрации излучений, сопровождающих распад радионуклидов. Важнейшее физическое понятие радиометрии – *активность*.

*Активностью*  $A$  называется величина, характеризующая быстроту распада радионуклидов в образце, и равная числу распадов  $\Delta N$ , происходящих в единицу времени:

$$A = -\frac{\Delta N}{\Delta t}. \quad (5)$$

Напомним, что знак минус в этой формуле необходим, так как в случае распада величина  $N$  убывает и, следовательно, величина  $\Delta N = N - N_0$  отрицательная. Единицей измерения активности служит *беккерель* (Бк):

$$1 \text{ Бк} = 1 \text{ распад/с.} \quad (6)$$

Устаревшая единица измерения – *кюри* (Ки), которая определялась как активность 1 г радия. Соотношение между этими единицами таково:

$$1 \text{ Ки} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Бк.} \quad (7)$$

Из последнего соотношения вытекает, что беккерель – относительно мелкая единица, а кюри – крупная, поэтому на практике нередко используют их производные: 1 кБк =  $10^3$  Бк, 1 Мбк =  $10^6$  Бк, 1 мКи =  $10^{-3}$  Ки и т. п.

С каждым распадом радионуклида в образце связано испускание кванта излучения. Число же квантов, испускаемых источником в единицу времени, характеризует интенсивность излучения  $J$ . Поэтому другой важный смысл активности состоит в том, что она является *мерой интенсивности излучения* источника.

С учетом (5) закон (1) можно переписать в виде

$$A = \lambda N, \quad (8)$$

то есть *активность пропорциональна числу радионуклидов в образце*. Это – еще одна из формулировок закона радиоактивного распада.

В свою очередь, из (8) и (2) следует, что с течением времени активность убывает по экспоненциальному закону

$$A = A_0 e^{-\lambda t}, \quad (9)$$

что также представляет собой форму записи закона радиоактивного распада.

Из (8) вытекает также, что *активность служит мерой содержания радионуклидов в образце*. Этот смысл величины  $A$  наиболее важен с точки зрения радиометрии. Измеряя активность  $A$  по интенсивности сопровождающего распад излучения, можно определить содержание радионуклидов  $N$  в образце.

На практике наибольший интерес представляет концентрация радионуклидов в образце, потому вводятся понятия удельной и объемной активности.

*Удельной активностью* называется активность единицы массы образца:

$$A_m = \frac{A}{m}, \quad (10)$$

измеряемая в Бк/кг.

*Объемной активностью* называется активность единицы объема образца:

$$A_v = \frac{A}{V}. \quad (11)$$

Единицей измерения удельной активности обычно служит 1 Бк/л =  $10^3$  Бк/м<sup>3</sup>.

Приборы, предназначенные для измерения активности, называют *радиометрами*. Обычно радиометры снабжают специальными сосу-

дами для образцов (*сосуды Маринелли*). Они имеют заданный объем, например, 1 л, что упрощает измерение объемной активности. По его результатам находится и удельная активность. Проще всего это сделать для воды и других образцов такой же плотности, так как 1 л воды весит ровно 1 кг. Для веществ с отличной от 1 кг/л плотностью требуется взвешивание образца.

Вследствие особенностей регистрации излучений (глава 3) наиболее просто строятся радиометры для гамма-излучающих радионуклидов. Построение бета и особенно альфа-радиометров – значительно более сложная задача. Тем не менее, некоторые, даже простейшие измерительные устройства позволяют оценить активность бета-излучающих радионуклидов. Такие приборы имеют режим измерения *плотности потока бета-частиц*, определяемой как число частиц, излучаемых образцом в единицу времени с поверхности единичной площади:

$$P = \frac{N}{\Delta t \Delta S}. \quad (12)$$

## 2.2. Спектрометрия

Задачу радиометрии можно сформулировать как количественный анализ содержания радионуклидов в образце. Качественный анализ, то есть определение состава радионуклидов в образце – одна из основных задач *спектрометрии*. Такой анализ возможен благодаря дискретной структуре уровней энергии ядер, уникальной для каждого радионуклида. Как следствие, испускаемые ядром гамма-кванты и альфа-частицы имеют строго определенные значения энергии  $E$ . В случае бета-излучения часть энергии ядра, причем произвольная, передается сопутствующему антинейтрину, поэтому энергия испускаемого излучения может лежать в интервале от нуля до вполне определенного граничного значения  $E_{гр}$ .

Сказанное позволяет определить очень важное понятие – *спектр излучения*. **Спектром излучения** называется зависимость интенсивности излучения  $J$  источника от его энергии  $E$ , или, говоря иными словами, *распределение* числа испускаемых в единицу времени квантов излучения по значениям их энергии. Спектр гамма-излучения состоит из пиков и уникален для каждого радионуклида (рис. 12).

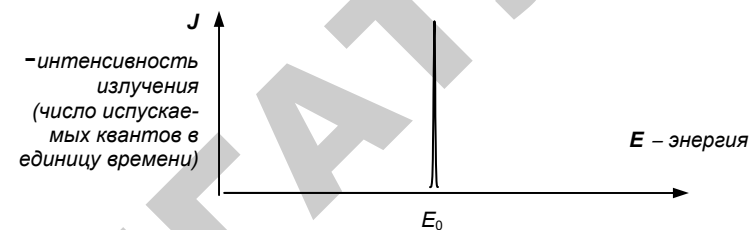


Рис. 12. Спектр гамма-излучения

Представленный на рисунке спектр соответствует случаю, когда в схеме распада радионуклида присутствует единственный гамма-переход. В противном случае, или же если образец содержит несколько гамма-излучающих радионуклидов, спектр состоит из нескольких пиков с вполне определенными положениями. Такой же характер имеют спектры альфа-излучения. Спектр бета-излучения имеет непрерывный характер и простирается до определенного граничного значения энергии  $E_{гр}$  (рис. 13).

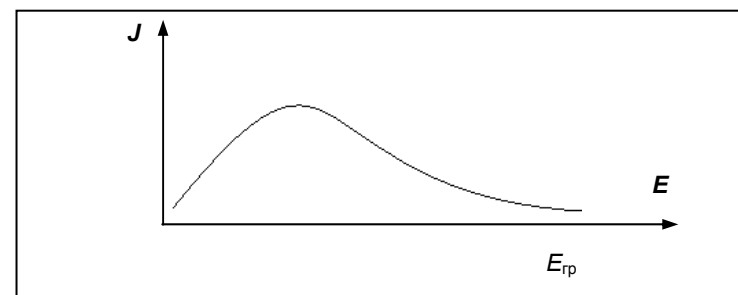


Рис. 13. Спектр бета-излучения

Спектры излучений измеряют, используя *детекторы излучений*, которые будут рассмотрены в следующей главе. Здесь же отметим, что чаще всего используют *электронные детекторы*, в которых каждому кванту излучения соответствует электрический сигнал на выходе. Сигнал обычно представляет собой кратковременный импульс напряжения (или тока). Многие детекторы обладают *энергетическим разрешением*, то есть способностью выдавать импульсы, амплитуда которых пропорциональна энергии попавшей в детектор частицы. Тогда судить о спектре излучения радионуклида

можно по *спектру выходных импульсов детектора*, то есть распределению числа выходных импульсов по значениям их амплитуды.

### 2.3. Аппаратурная форма линии

Особенности процессов в детекторе приводят к тому, что экспериментально полученный спектр гамма-излучения отличается от «теоретического», представленного на рис. 12.

**Во-первых, детекторы регистрируют не сами гамма-кванты, а порождаемые ими вторичные электроны.** Они имеют более сложное распределение по энергиям, потому что образование вторичных электронов происходит за счет нескольких эффектов. При небольших энергиях гамма-квантов (до единиц МэВ) основную роль играют фотоэффект и Комптон-эффект.

Напомним, что при фотоэффекте вся энергия гамма-кванта  $E_\gamma$  передается вторичному электрону. При Комптон-эффекте часть энергии остается у рассеянного гамма-кванта, поэтому вторичные электроны могут иметь значения энергии от 0 до некоторого граничного значения

$$E_k = E_\gamma \left( 1 - \frac{mc^2}{mc^2 + 2E_\gamma} \right).$$

Максимуму энергии

вторичного электрона соответствует случай, когда рассеянный квант летит строго назад, и уже не может иметь меньшего значения энергии. В результате спектр вторичных электронов имеет вид, показанный на рис. 14.

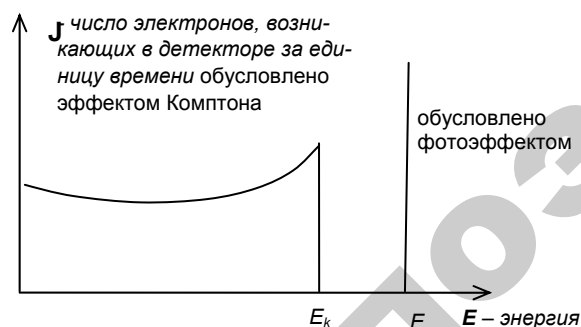


Рис. 14. Спектр вторичных электронов в случае фотоэффекта и Комптон-эффекта

**Во-вторых, энергетическое разрешение детекторов неидеально**, поэтому происходит заметная трансформация (размытие) спектра, приводящая, в частности, к значительному уширению пика от фотоэффекта — *фотопика*. На рис. 15 представлен реальный спектр, полученный с использованием детектора излучений, реагирующего на вторичные электроны. При этом число импульсов детектора, зарегистрированных в единицу времени  $N$ , очевидно, пропорционально интенсивности  $J$  падающего на детектор гамма-излучения, а их амплитуда  $A$  — энергии  $E$ .

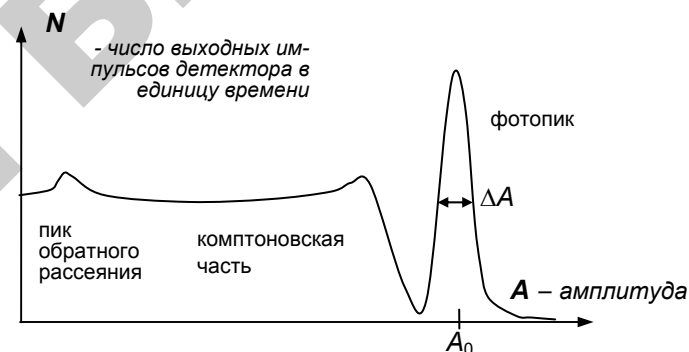


Рис. 15. Измеренный детектором спектр гамма-излучения

Небольшой пик в области малых энергий (обычно около 250 кэВ) называется *пиком обратного рассеяния*. Он возникает в реальных условиях эксперимента из-за того, что часть гамма-квантов может пролететь через детектор и вернуться в него, испытав рассеяние назад на оболочке или других конструктивных элементах детектора. При этом энергия рассеянных квантов почти одинакова для небольших отклонений от направления строго назад.

Представленный на рисунке 15 спектр называют также **аппаратурной формой линии** или **функцией отклика детектора** на воздействие гамма-излучения фиксированной энергии. Отношение ширины (на полувысоте) измеренного экспериментально фотопика к его положению  $\Delta A/A_0$ , выраженное в процентах используют в качестве **величины энергетического разрешения детектора**.

При энергиях гамма-квантов выше  $2m_0c^2 = 1,022$  МэВ в спектре возникают дополнительные пики за счет эффекта образования пар.



Эти пики возникают следующим образом. Для возникновения пары электрон-позитрон необходима энергия  $2m_e c^2$ , следовательно, их суммарная кинетическая энергия составляет  $E_{e^+e^-} = E_\gamma - 2m_e c^2$ . Эта энергия в любом случае передается веществу детектора.

Однако позитрон, исчерпав свою энергию, аннигилирует с одним из электронов вещества, при этом возникают два гамма-кванта с энергиями по  $m_e c^2$ . Дальнейшее поведение аннигиляционных гамма-квантов и определяет вид спектра.

Если оба эти кванта покидают вещество детектора, то поглощенная им энергия равна  $E_{e^+e^-}$ . В спектре это соответствует пику с энергией  $E_\gamma - 2m_e c^2$ , который называется пиком двойного вылета (ПДВ).

Если один из образовавшихся квантов покинул детектор, а другой поглотился, то в детекторе выделилась энергия  $E_{e^+e^-} + m_e c^2 = E_\gamma - m_e c^2$ . Соответствующий пик в спектре называется пиком одиночного вылета (ПОВ).

Если же оба кванта поглотились в веществе детектора, то суммарная переданная ему энергия составит  $E_{e^+e^-} + 2m_e c^2 = E_\gamma$ . Этот процесс вносит вклад в основной пик.

На рисунке 16 представлен спектр вторичных электронов для случая гамма-излучения большой энергии. Отличные от рисунка 14 относительные вклады комптоновской части и фотопика объясняются тем, что с ростом энергии гамма-излучения вероятность фотоэффекта снижается быстрее, чем для эффекта Комптона, а вероятность образования пар растет. Реальный спектр, как и представленный на рис. 15, формируется с учетом энергетического разрешения детектора.

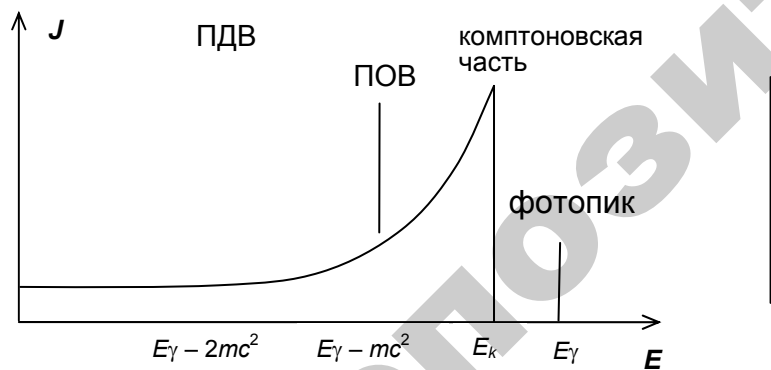


Рис. 16. Спектр вторичных электронов в случае образования пар

Содержание параграфа раскрывает лишь основные особенности процесса регистрации спектра. Существует множество неописанных выше нюансов. Так, гамма-квант мог испытать многократное рассеяние в детекторе и в результате завершающего фотопоглощения отдать вторичным электронам всю свою энергию. Этот процесс, наряду со случаем поглощения двух аннигиляционных фотонов дает вклад в фотопик, который вернее называть **пиком полного поглощения**.

При использовании детекторов с недостаточным разрешением пики могут перекрываться, что усложняет анализ спектров. Понятно, что необходимую информацию (энергию гамма-излучения и его интенсивность, а при измерении источников с несколькими радионуклидами — их состав и активности) можно получить только после серьезной математической обработки, поэтому в состав **спектрометров** обязательно входит микро-ЭВМ.

## 2.4. Дозиметрия. Поглощенная доза

**Дозиметрия** занимается количественным описанием воздействия радиоактивных излучений (**радиации**) на объекты природы. Такое воздействие (**облучение**), прежде всего, приводит к ионизации вещества. Могут возникать и структурные изменения, которые проявляются в изменении механических, электрических и других свойств тел (радиационно-физические и радиационно-химические эффекты). Для объектов живой природы возможны биологические нарушения в клетках и тканях, в том числе их отмирание.

При описании воздействия радиации на человека нужно установить зависимость между количественными характеристиками излучения — с одной стороны, и радиационными эффектами в организме — с другой. Следовательно, дозиметрия — междисциплинарная область знаний на стыке физики и биологии.

С точки зрения физики первопричиной всех радиационных эффектов служит энергия, которую несет излучение. Поэтому важнейшей характеристикой радиации является **доза облучения**, которая определяется исходя из величины поглощенной в объекте энергии излучения.

С точки зрения биологии поглощение энергии излучения в организме влечет либо гибель, либо изменение (**мутацию**) клеток. При этом мутации половых клеток влекут возникновение генетических,

то есть передающихся по наследству эффектов облучения; мутации же остальных (соматических) клеток могут привести к раковым заболеваниям. В соответствии со сказанным различают два основных типа радиационных эффектов в биологических объектах (табл. 2).

Таблица 2

Радиационные эффекты

Детерминированные (предопределенные)	Стохастические (вероятностные, возникающие случайно)
<p>Проявляются в гибели большого числа клеток (лучевая болезнь, лучевые поражения отдельных органов или тканей)</p> <p>Возникают при высоких дозах излучения, превышающих определенные пороговые значения</p> <p>Связь между облучением и заболеванием однозначна, предопределена. Заболевание возникает непосредственно после облучения или спустя короткий период (дни, недели)</p>	<p>Проявляются в мутации клеток и могут привести к заболеванию раком и генетическим эффектам</p> <p>Дозовый порог отсутствует, причем вероятность возникновения пропорциональна дозе</p> <p>Возникновение заболевания – случайное событие, которое откладывается на неопределенное время и происходит спустя длительный <i>латентный</i>, т.е. скрытый период (годы)</p>

Количественной характеристикой воздействия радиации на человека служит **ущерб**. Он выражается в числе лет полноценной жизни, потерянных вследствие преждевременного заболевания или смерти в результате облучения.

Другой количественной характеристикой вреда человеку является **риск**, т. е. вероятность заболевания или смерти, вызванная облучением. Риск и ущерб однозначно выражаются друг через друга.

Связь между дозой облучения и ущербом не так проста, как может показаться. Понятно, что ущерб пропорционален дозе. Однако доза – физическая величина, она в принципе не может учитывать биологические особенности действия радиации, например при облучении разных органов, или при воздействии на организм излучений разного типа (альфа, бета или гамма). Поэтому в дозиметрии используется система из нескольких взаимосвязанных величин.

Фундаментом системы служат величины, допускающие прямое физическое измерение. Эта группа величин называется **базовой**. Другую группу образуют **нормируемые величины**, которые играют роль «мостика» между базовой физической величиной дозы облу-

чения и медико-биологической величиной ущерба. Нормируемые величины не могут быть измерены непосредственно. Они вычисляются, исходя из поглощенной дозы и коэффициентов, отражающих совокупность всех известных экспериментальных данных радиобиологии. Эти величины и позволяют определить ущерб, наносимый человеку при облучении. Они также используются для законодательного установления пределов (норм) допустимого облучения человека.

**Базовая величина дозиметрии – поглощенная доза излучения (D)**, которая определяется энергией излучения ( $\Delta E$ ), поглощенной в единице массы вещества:

$$D = \Delta E / \Delta m. \quad (13)$$

В СИ поглощенная доза измеряется в *джоулях на килограмм* (Дж/кг). Эта единица получила название **грей** (Гр) в честь шотландского ученого Гарольда Грея, внесшего значительный вклад в развитие дозиметрии.

1 Гр – достаточно крупная единица, поэтому часто используются ее производные: 1 мГр =  $10^{-3}$  Гр, 1 мкГр =  $10^{-6}$  Гр. Устаревшая, внесистемная единица измерения дозы – **1 рад**; 1 рад = 0,01 Гр.

Для описания детерминированных эффектов (обычно возникают при дозах 1 Гр и более) достаточно величины поглощенной дозы. В случае же стохастических эффектов кроме величины поглощенной дозы ущерб зависит еще от двух факторов: типа излучения, а также органа или ткани, которые подверглись облучению.

## 2.5. Эквивалентная доза

В случаях, когда исследуется воздействие радиации на конкретный орган или ткань, ситуация упрощается. Ущерб при этом зависит только от типа излучения. Это позволяет ввести т.н. **эквивалентную дозу облучения органа или ткани**, которая описывает воздействие излучения с учетом его типа.

Рассмотрим в самых общих чертах, к чему приводит воздействие на биологические объекты излучений различных типов. **Гамма-кванты** обладают большой проникающей способностью и передают свою энергию облучаемому веществу небольшими порциями. Эта энергия в основном расходуется на ионизацию атомов и молекул, что может приводить к повреждению клеток, часть из которых организм способен устранить самостоятельно.

Взвешивающие множители для некоторых типов излучений

Тип излучения	Множитель $W_R$
Гамма-излучение	1
Бета-излучение	1
Альфа-излучение	20

Таким образом, воздействие альфа-излучения описывается эквивалентной дозой в 20 раз большей, чем гамма и бета-излучения с такой же поглощенной дозой. Это соответствует тому, что альфа-излучение наносит в 20 раз больший ущерб, чем бета или гамма.

«Законодателем мод» в дозиметрии является Международная комиссия по радиологической защите (МКРЗ), созданная в 1928 г. Вместе с соответствующими национальными органами (НКРЗ) она формирует и реализует единую политику, направленную на обеспечение радиационной безопасности населения и профессионалов. Основные документы МКРЗ в этой области называются *рекомендациями* или *публикациями*; на их основе при участии НКРЗ вырабатываются законы и другие нормативные правовые акты в области радиационной безопасности.

Дозиметрия – молодая и интенсивно развивающаяся наука. Многие ее положения время от времени пересматриваются и уточняются. Представленные в таблице значения взвешивающих множителей излучения были рекомендованы одной из основополагающих публикаций МКРЗ 1990 года. В не менее серьезной публикации 2007 г. многие понятия дозиметрии уточнены. В плане взвешивающих множителей излучения изменения коснулись лишь протонного излучения: ранее ему приписывался множитель 5, теперь его значение принято равным 2.

Внедрение рекомендаций МКРЗ – длительный процесс, растягивающийся на годы. Действующие в Беларуси нормативные правовые акты пока еще базируются на публикации 1990 года.

Поскольку эквивалентная доза получается из поглощенной умножением на постоянный коэффициент, единицы их измерения могли быть одинаковыми. Тем не менее, эквивалентную дозу было решено выражать в других единицах. В СИ единица измерения эквивалентной дозы носит название *зиверт (Зв)*, в честь шведского ученого Рольфа Зиверта, который был первым председателем Международной комиссии по радиологической защите.

Сказанное во многом характерно и для *бета-излучения*. В отличие от гамма-квантов, электроны обладают значительно меньшей проникающей способностью: в воздухе они могут преодолеть единицы метров, в воде и неметаллических материалах – до единиц сантиметров. Если источник бета-излучения находится вне организма (*внешнее облучение*), то он не может причинить заметного вреда, поскольку испускаемые электроны в значительной мере поглощаются одеждой и поверхностным ороговевшим слоем кожи. Однако бета-излучение играет весомую роль при *внутреннем облучении*. Если источник бета-излучения поступил в организм, то вся энергия испускаемых им электронов поглощается в органах или тканях, ионизируя их.

Пробег *альфа-частиц* в веществе незначителен даже по сравнению с пробегом электронов. Поэтому альфа-излучение практически неопасно при внешнем облучении (исключение – воздействие на слизистые оболочки и ранки). При внутреннем же облучении альфа-частицы наиболее опасны. Они интенсивно отдают свою энергию в небольшом объеме вещества, сильно ионизируя его. Имея значительно большую, чем у электронов массу, они способны непосредственно разрушать молекулы биологических тканей, в том числе молекулы ДНК.

Влияние типа излучения на производимый в органе или ткани радиационный эффект учитывается путем умножения поглощенной дозы на *взвешивающий множитель излучения ( $W_R$ )*, который приписывается каждому типу излучения  $R$ .

Получаемая в результате величина называется *эквивалентной дозой (H)* и служит мерой ущерба при облучении отдельного органа или ткани человека:

$$H = D W_R \quad (14)$$

Значения взвешивающих множителей получены в результате обобщения имеющихся данных о воздействии ионизирующих излучений на большие группы людей – *когорты*. В числе таких когорт – жертвы ядерных взрывов в Японии, шахтеры урановых рудников, пострадавшие от радиационных аварий, а также люди, для которых работа с источниками ионизирующих излучений является их профессией (профессионалы). Огромные объемы научной информации получены в результате экспериментов над животными. Для интересующих нас случаев альфа, бета и гамма-излучения взвешивающие множители представлены в табл. 3.

Для измерения доз облучения, получаемых обычным человеком, *зиверт* – слишком крупная единица. Чаще используют производные единицы: *миллизиверт* (мЗв), *микрзиверт* (мкЗв). Устаревшая внесистемная единица – *биологический эквивалент рентгена* (бэр), 1 бэр = 0,01 Зв.

Эквивалентная доза относится к классу нормируемых дозиметрических величин. Ее использование позволяет характеризовать воздействие излучения на конкретный орган без указания типа излучения.

## 2.6. Эффективная доза

Значение эквивалентной дозы еще не позволяет точно определить ущерб, наносимый излучением человеку. Чаще всего облучению подвергается не один, а сразу несколько органов, или все тело человека. Даже в случае облучения одного органа или ткани наносимый ущерб зависит не только от величины эквивалентной дозы, но и от того, какой именно орган или ткань подверглись облучению. Наиболее полно последствия облучения описываются *эффективной дозой*.

**Эффективная доза облучения (E)** отражает суммарный эффект облучения и определяется как сумма произведений эквивалентных доз для отдельных органов или тканей, образующих организм, на соответствующие весовые множители:

$$E = W_1 \cdot H_1 + W_2 \cdot H_2 + \dots + W_T \cdot H_T + \dots, \quad (15)$$

где  $H_T$  – эквивалентная доза в ткани  $T$  человека ( $T = 1, 2, 3, \dots$ );  $W_T$  – весовой множитель, учитывающий неодинаковую чувствительность к облучению различных тканей организма, или **тканевый множитель** (см. табл. 4).

Таблица 4

Тканевые множители

$T$	Ткань или орган	$W_T$	$T$	Ткань или орган	$W_T$
1	Половые железы	0,20	8	Печень	0,05
2	Красный костный мозг	0,12	9	Пищевод	0,05
3	Толстый кишечник	0,12	10	Щитовидная железа	0,05
4	Легкие	0,12	11	Кожа	0,01
5	Желудок	0,12	12	Поверхность костей	0,01
6	Мочевой пузырь	0,05	13	Остальные органы	0,05
7	Молочные железы	0,05			

В публикации МКРЗ 2007 года приведены уточненные значения тканевых множителей. Отметим два основных отличия. Во-первых, облучение половых желез согласно новым данным не так опасно, как представлялось ранее. Новое значение этого множителя составляет 0,08. Во-вторых, недооценивалось воздействие радиации на молочную железу, для нее значение множителя  $W_T$  принято равным 0,12.

Облучение одного органа менее опасно, чем облучение всего тела, поэтому все коэффициенты  $W_T$  меньше единицы. С другой стороны, при равномерном по всему телу человека облучении с некоторым значением эквивалентной дозы, логично считать, что эффективная доза должна иметь такое же значение. Поэтому сумма тканевых весовых множителей обязана быть равна единице.

Эффективная доза – наиболее полная, универсальная дозиметрическая величина, которая позволяет характеризовать воздействие излучения на организм без указания органов или тканей, которые испытали это воздействие, и без указания типа излучения. Как и эквивалентная доза, эффективная доза относится к нормируемым величинам, измеряется в *зивертах* (Зв).

## 2.7. Мощность дозы, AMBIENTНЫЙ эквивалент дозы, среднегодовая эффективная доза

При непрерывном воздействии радиации поглощенная в организме энергия растет (накапливается). Таким образом, доза зависит как от условий облучения, в том числе – интенсивности его источника, так и от времени его воздействия.

С целью иметь характеристику облучения, зависящую только от условий облучения (уровня радиации), вводится понятие *мощность дозы (MD)*. Такое понятие можно определить для любой из рассмотренных доз: поглощенной, эквивалентной, эффективной.

**Мощностью эффективной дозы** называется величина, характеризующая скорость накопления дозы (уровень радиации) и равная приращению эффективной дозы в единицу времени:

$$P = \Delta E / \Delta t. \quad (16)$$

Строго говоря, написанное выражение представляет среднее значение дозы за интервал времени  $\Delta t$ . Если интенсивность облучения изменяется очень быстро, этот интервал следует брать как можно меньшим. При плавном изменении уровня радиации  $\Delta t$  может быть

достаточно большим. В приборах для измерения мощности дозы – *дозиметрах*  $\Delta t$  часто фиксировано и составляет десятки секунд. Для повышения точности результата в этом случае необходимо проводить несколько измерений и находить их среднее значение.

Некоторые дозиметры производят непрерывную последовательность измерений с небольшим (единицы секунд)  $\Delta t$ . В описаниях приборов эта величина может называться *временем усреднения* или *интегрирования*. Такой режим работы позволяет отслеживать достаточно быстрые изменения мощности дозы. Если же мощность дозы примерно постоянна, чем дольше такой прибор находится во включенном состоянии, тем точнее будет результат измерения.

Единицей измерения мощности эффективной дозы в СИ является  $1 \text{ Зв/с}$ . На практике часто используется производная единица  $1 \text{ мкЗв/ч}$ . В таких же единицах измеряется мощность эквивалентной дозы. Единицей мощности поглощенной дозы служит  $1 \text{ Гр/с}$  и ее производные.

Современные дозиметры измеряют мощность *амбиентного эквивалента дозы*  $H^*(10)$  (обычно в  $\text{мкЗв/ч}$ ). Эта величина относится к классу *операционных*, то есть непосредственно измеряемых. Все такие величины используются для практической оценки нормируемых величин. Смысл величины  $H^*(10)$  достаточно сложен. Главное заключается в том, что AMBIENTНЫЙ эквивалент дозы служит для оценки эквивалентной (в случае облучения одного органа, например кисти руки при работе с радиоактивными препаратами) или эффективной дозы (при равномерном облучении всего организма). Говоря об *оценке*, имеется в виду, что результат измерения, как правило, не ниже истинного значения нормируемой величины. Оценка производится с запасом, то есть является *консервативной*.

В задачах радиационного контроля мощность AMBIENTНОГО эквивалента дозы обычно служит для оценки мощности эффективной дозы внешнего гамма-излучения при мониторинге рабочих мест.

Устаревшие дозиметры рассчитаны на измерение *экспозиционной дозы* или ее мощности (МЭД), обычно в *микрорентгенах* или *микрорентгенах в час*. Экспозиционная доза имеет более узкий смысл, чем поглощенная. Она определяется по ионизационному эффекту гамма или рентгеновского излучения в воздухе, точнее по заряду электронов и ионов, возникших под действием этих излучений. Именно на этом принципе работает большинство дозиметров, в том числе и современных. Фактически эта величина также дает оценку эквивалентной или эффективной дозы, однако в рекомендациях МКРЗ 1990 го-

да экспозиционную дозу и единицы ее измерения было рекомендовано изъять из употребления.

Для описания уровня радиации при длительном ее воздействии на человека используют понятие *средняя годовая эффективная доза облучения*. Она определяется как сумма эффективной дозы внешнего облучения, полученной за год, и *ожидаемой эффективной дозы внутреннего облучения*, обусловленной поступлением в организм радионуклидов за этот же год:

$$E = E_{\text{внеш}} + E_{\text{внутр}}. \quad (17)$$

Эта величина широко используется в нормативных правовых актах по радиационной безопасности и проблемам последствий чернобыльской аварии. Она обычно измеряется в мЗв, хотя ее можно рассматривать как своеобразную мощность дозы со временем усреднения 1 год.

Законом «О радиационной безопасности населения» Республики Беларусь для населения установлен следующий основной предел дозы облучения: *средняя годовая эффективная доза не должна превышать 1 мЗв* или эффективная доза за период жизни (70 лет) – 70 мЗв. Оговаривается, что в отдельные годы допустимы большие значения эффективной дозы при условии, что средняя годовая эффективная доза, исчисленная за пять последовательных лет, не превысит 1 мЗв. Оговорено также, что дозы облучения, о которых идет речь, не включают в себя дозы, создаваемые естественным радиационным и техногенно измененным радиационным фоном, а также дозы, получаемые при медицинском облучении. Из текста закона, относящегося к облучению профессионалов, отметим, что в качестве предела среднегодовой дозы облучения для них установлена величина 20 мЗв.

## 2.8. Источники облучения человека. Радиационный фон

Человек постоянно подвергается воздействию ионизирующих излучений, имеющих различное происхождение. *Естественный радиационный фон* обусловлен космическим излучением, а также излучением радионуклидов, входящих в состав окружающих нас объектов, прежде всего – земной коры. *Техногенный радиационный фон* в конечном итоге связан с деятельностью людей. Речь идет об излучениях, которым человек подвергается при некоторых медицинских процедурах, в том числе при рентгенографии, в результате ра-

боты некоторых промышленных установок и приборов. Сказываются последствия испытаний ядерного оружия.

Доза облучения, получаемая человеком за счет всех источников излучения, зависит от множества факторов. Например, естественный радиационный фон зависит от географического расположения места проживания, а техногенное облучение – от профессии человека. В табл. 5 представлены основные источники излучения и соответствующие дозы, усредненные по всему миру.

Космическое излучение состоит из двух компонент – солнечной и галактической и представляет собой поток протонов, альфа-частиц, электронов и других частиц. Приближаясь к поверхности Земли, этот поток взаимодействует с верхними слоями атмосферы. В результате ядерных превращений происходит как изменение состава потока, так и образование новых нуклидов из ядер атмосферных газов. На уровне моря космическое излучение состоит в основном из мюонов (частиц, похожих на электроны, но обладающих в 207 раз большей массой), гамма-квантов и нейтронов. Поверхности Земли достигают и образовавшиеся ядра – *космогенные радионуклиды*, такие как  $^3\text{H}$ ,  $^7\text{Be}$ ,  $^{14}\text{C}$ ,  $^{22}\text{Na}$ . Они вносят определенный вклад в дозу как внешнего, так и внутреннего облучения человека.

Таблица 5

Основные источники радиации и их примерный вклад в среднегодовую эффективную дозу облучения человека (2,8 мЗв)

Естественные – 2,4 мЗв		Искусственные – 0,4 мЗв	
1. Космическое излучение	16 %	1. Медицинская аппаратура	99 %
2. Земные источники, радионуклиды:		2. Промышленные устройства и установки	
$^{40}\text{K}$	14 %	3. Часы и прочие изделия со свечением	
$^{238}\text{U}$ , $^{232}\text{Th}$ , $^{87}\text{Rb}$	17 %	4. Минеральные удобрения и отходы тепловых электростанций	
$^{222}\text{Rn}$ , $^{220}\text{Rn}$ , $^{219}\text{Rn}$	53 %	5. Испытания ядерного и термоядерного оружия	
		6. АЭС и сопутствующие предприятия	

Земные источники – радионуклиды, входящие в состав земной коры, и, как следствие, всей окружающей нас среды. Из них выделяются представленные в табл. 6 долгоживущие радионуклиды, имеющие

период полураспада, соизмеримый с временем существования Земли (около  $4,5 \cdot 10^9$  лет). Калий-40 содержится в продуктах питания и воде, поэтому вносит заметный вклад в дозу внутреннего облучения.

Таблица 6

Некоторые долгоживущие радионуклиды

Радионуклид	$T_{1/2}$ , лет
уран-238	$4,7 \cdot 10^9$
уран-235	$7,04 \cdot 10^8$
торий-232	$1,41 \cdot 10^{10}$
калий-40	$1,28 \cdot 10^9$
рубидий-87	$4,8 \cdot 10^{10}$

Все более короткоживущие радионуклиды существуют в настоящее время потому, что они постоянно образуются в результате распада долгоживущих. В некоторых случаях распад происходит по цепочке: образующийся в результате распада нуклид (дочерний) также является радиоактивным и т. д. В природе существуют 3 таких цепочки, образующие *радиоактивные ряды* или *семейства*. Это ряд тория ( $^{232}\text{Th}$ ), ряд урана-238 и ряд урана-235. В числе промежуточных ядер этих цепочек – широко распространенные радионуклиды радона –  $^{222}\text{Rn}$ ,  $^{220}\text{Rn}$ ,  $^{219}\text{Rn}$ .

Радон – бесцветный инертный газ, примерно в 10 раз тяжелее воздуха. Перечисленные его изотопы являются источниками альфа-излучения. Радиоактивны и продукты распада радона – изотопы висмута, полония и свинца. Выделяясь из почвы на открытой местности, радон рассеивается в атмосфере. Проникая же внутрь зданий через трещины в фундаменте и стенах, он накапливается в помещениях. Радон выделяется и из строительных материалов городских домов, но особенно актуальна проблема радона в сельской местности. На значительной части территории Беларуси выделение радона повышено, что объясняется геологическими особенностями.

Существует множество техногенных источников облучения, но преобладающий вклад в дозу облучения населения вносят медицинские диагностические процедуры. Следует отметить, что в развитых странах этот вклад еще выше. В среднем по Европе годовая доза медицинского облучения составляет 1,1 мЗв.

---

## Глава 3. ДЕТЕКТОРЫ ИЗЛУЧЕНИЙ И ПРИБОРЫ НА ИХ ОСНОВЕ

---

### 3.1. Типы и детекторов и их основные параметры

Реализовать методы радиационного контроля – непростая техническая задача, поскольку приходится иметь дело с очень малыми энергиями. Так, при дозе в 1 грэй в 1 кг вещества поглощается 1 Дж энергии. Этого количества энергии хватает лишь для нагревания чайной ложки воды на 1 градус. На практике же необходимо измерять дозы в тысячи и даже миллионы раз меньшие, чем 1 Гр.

Практическая реализация дозиметрии, радиометрии и спектрометрии базируется на общей для ядерной физики задаче, которая носит название *регистрация излучений*. Речь идет об обнаружении излучений и измерении их основных параметров – энергии и интенсивности. Устройства для регистрации радиоактивных излучений, то есть гамма-квантов, бета, альфа и других частиц, называют *детекторами*.

Детекторы характеризуются целым рядом параметров. В их числе:

- *эффективность регистрации*, которая определяется долей зарегистрированных частиц из всех, попавших в детектор;
- *энергетическое разрешение* – способность различать кванты излучения по величине их энергии;
- *быстродействие*, которое обычно оценивается максимальной частотой частиц, при которой детектор в состоянии регистрировать их как отдельные события.

Регистрация каждого типа излучения имеет свои особенности. В случае частиц с низкой проникающей способностью – бета и особенно альфа, нужно обеспечить их попадание в рабочий объем детектора, чему может препятствовать, например, его корпус. Для

излучений с высокой проникающей способностью (таких как гамма) напротив важно, чтобы они не прошли сквозь детектор, не вызвав никакой его реакции.

Идеальный детектор должен обладать 100%-ой эффективностью регистрации, как можно более высокими разрешением и быстродействием, приемлемой стоимостью. Удовлетворить все эти требования, часть из которых противоречит друг другу, в одной конструкции практически невозможно. Поэтому существует множество методов регистрации (физический, химический и даже биологический) и конкретных разновидностей детекторов. У каждого конкретного детектора есть определенные достоинства и недостатки. На практике выбирается наиболее подходящий из них.

Широко распространены два класса детекторов – трековые и электронные. В *трековых детекторах* частица тем или иным образом оставляет след от своего прохождения. К ним относятся камера Вильсона, пузырьковая камера, фотоэмульсионные, фотолюминесцентные и термолюминесцентные детекторы.

Наиболее широко используются *электронные детекторы*, в которых попадание частицы излучения приводит к появлению электрического сигнала. Такие детекторы достаточно просто сопрягаются с микропроцессором или компьютером, которые производят расшифровку сигналов и представление интересующей информации об излучении. Основные типы электронных детекторов – *газоразрядные, полупроводниковые и сцинтилляционные*.

### 3.2. Газоразрядные детекторы

В основе работы *газоразрядных детекторов* лежит ионизация вещества под действием радиоактивного излучения, поэтому их еще называют *ионизационными*. Простейший детектор такого типа – *ионизационная камера* (рис. 17) представляет собой плоский конденсатор, внутренний объем которого заполнен газом. Попавшая в этот *рабочий объем* заряженная частица ионизирует молекулы газа.

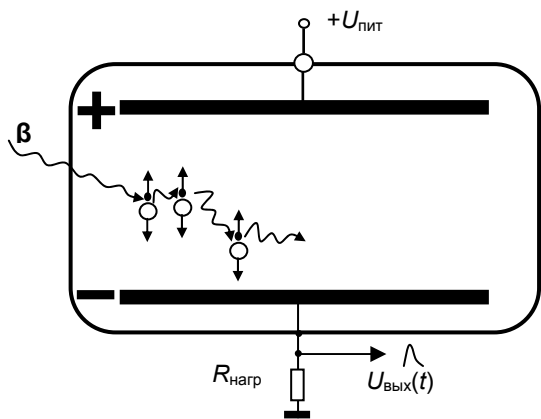


Рис. 17. Устройство ионизационной камеры

К обкладкам конденсатора приложено постоянное напряжение, поэтому возникающие электроны и ионы создают кратковременный ток – *импульс*, который на сопротивлении нагрузки превращается в импульс напряжения. Чем больше энергия частицы, тем больше пар электрон-ион она создаст, и тем больше будет амплитуда выходного импульса.

Регистрация гамма-квантов возможна благодаря тому, что при их взаимодействии с газом возникают *вторичные* электроны, которые появляются в результате фотоэффекта, комптоновского рассеяния и рождения пар. Фактически это бета-частицы, им передается вся или часть энергии гамма-квантов.

Достоинства ионизационной камеры – наличие энергетического разрешения, простота и надежность, недостаток – малая величина электрического сигнала на выходе.

Этот недостаток можно устранить, повышая напряжение на обкладках камеры. При определенном напряжении кинетическая энергия каждого движущегося к аноду электрона оказывается достаточной для *ударной ионизации* молекулы газа, встретившейся на его пути. Таким образом, вместо одного электрона к аноду движутся уже два. В результате последовательного рождения новых заряженных частиц возникает *электронно-ионная лавина*. При этом заряд, собираемый на обкладках, может увеличиться в  $10^2$ – $10^5$  раз, что зависит от величины напряжения и вида газа. Такой механизм

образования выходного сигнала называют *газовым усилением*. Сам же детектор называют *пропорциональным счетчиком* в силу того, что амплитуда выходного импульса несет информацию об энергии частицы.

Пропорциональные счетчики обычно выполняют в виде цилиндрического конденсатора (рис. 15). При этом электрическое поле резко неоднородно, и условия для ударной ионизации выполняются только в малой области пространства вблизи нити (анода). Благодаря этому практически исключается зависимость амплитуды выходных сигналов от места регистрации частицы, что характерно для плоской конструкции камеры. В схеме на рис. 18 изменена подача напряжения: корпус детектора целесообразно заземлить, при этом сопротивление нагрузки подключается к аноду. Чтобы предотвратить попадание высокого постоянного напряжения на последующие электронные схемы, необходим разделительный конденсатор.

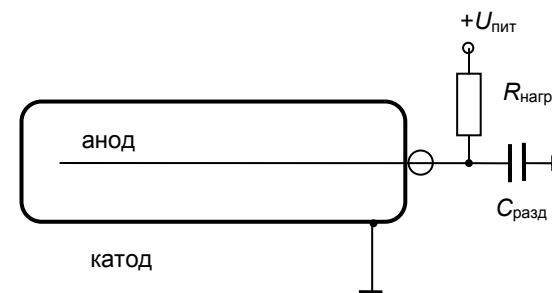


Рис. 18. Газоразрядный детектор цилиндрической конструкции

Процесс, возникающий в пропорциональном детекторе при регистрации частицы, можно рассматривать как несамостоятельный газовый разряд, который прекращается после прохождения частицы. Дальнейшее повышение напряжения на обкладках (несколько сотен вольт) приводит к тому, что при попадании частицы в детекторе развивается самостоятельный, то есть сам себя поддерживающий разряд.

Значительную роль при этом начинают играть процессы возбуждения. Сталкиваясь с молекулами газа и атомами анода электроны спо-



способны не только ионизировать, но и возбуждать их. Возбужденные атомы при возврате в основное состояние испускают фотоны. Двигаясь по различным направлениям, они попадают на различные точки катода, производя фотоэффект. Возникшие электроны являются инициаторами новых лавин, которые возникают во многих точках вдоль оси счетчика. В результате возникает самостоятельный газовый разряд. Он охватывает весь объем счетчика, поэтому ток в камере достигает больших значений и не зависит от энергии частицы.

Чтобы прекратить разряд и обеспечить возможность регистрации последующих частиц принимаются специальные меры. Такое *гашение разряда* достигается использованием несложных электронных схем, или добавок к газу. Описанная разновидность детектора носит название *счетчик Гейгера-Мюллера*. Такие счетчики широко применяют в дозиметрии; они просты, не требуют усиления сигналов, зато не позволяют измерять энергию частиц.

Общий недостаток газоразрядных детекторов – низкая, порядка 1 % эффективность регистрации гамма-излучения. Эффективность регистрации бета-частиц зависит от их энергии и изменяется от примерно 10 % для  $E \sim 100$  кэВ до 100 % в случае жесткого бета-излучения ( $E > 1,5$  МэВ). Чтобы снизить поглощение бета-излучения алюминиевыми стенками (катодом) детектора, их толщина обычно не превышает 0,1 мм. Часто используют *торцовые счетчики*, где бета-излучение попадает в рабочий объем через тонкое окно из слюды или органической пленки.

### 3.3. Полупроводниковый детектор

Чтобы повысить эффективность регистрации ионизирующего детектора, кажется целесообразным применение в рабочем объеме не газа, а твердого вещества. Однако в металлах ток идет и в отсутствие ионизирующих излучений. В диэлектриках же возникшие в результате ионизации электроны не могут двигаться. Выход был найден в использовании полупроводников.

Полупроводниковые кристаллы обычно изготавливаются из четырехвалентных германия или кремния. Они при нормальных условиях ток не проводят, но при добавлении к ним определенных примесей (легировании) ситуация меняется. Добавка пятивалентного элемента, например, сурьмы, приводит к появлению в кристалле свободных электронов. Такой материал называется полупроводни-

ком *n*-типа (*n* – negative). Легирование трехвалентным элементом, например, индием, приводит к возникновению в кристалле вакансий для электронов, или *дырок*. Физически дырки ведут себя так, как если бы на их месте находились положительные заряды, поэтому такие материалы называют полупроводником *p*-типа (*p* – positive).

Многочисленные применения полупроводников связаны с особыми свойствами *p-n-перехода* – области соприкосновения полупроводников *p* и *n* типов (рис. 19, а).

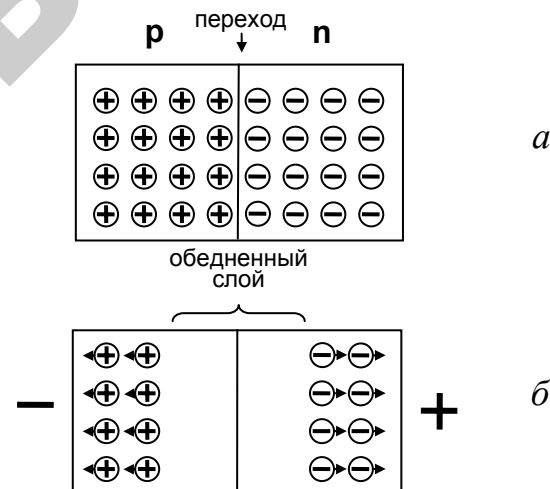


Рис.19. p-n-переход

Если приложить к нему напряжение минусом к *p*-области, а плюсом к *n* (в обратном направлении), то возникает ситуация, когда электроны и дырки «вытягиваются» полем из области перехода (рис. 19, б). Образуется слой, обедненный носителями заряда; иногда его называют *запирающий слой*. Толщина этого слоя зависит от величины приложенного напряжения и может составлять от долей миллиметра до сантиметров. Можно сказать, что этот слой обладает высоким электрическим сопротивлением, или, другими словами, ток через *p-n*-переход, смещенный в обратном направлении, прак-

тически не идет. Именно на этом свойстве основана работа полупроводникового детектора.

Многочисленные применения полупроводников в электронике основаны на рассмотренном, а также другом свойстве: пропускать электрический ток, если напряжение приложено к переходу в прямом направлении. Таким образом, *p-n*-переход ведет себя как вентиль: он пропускает ток в одном направлении и не пропускает в другом. На этом свойстве основана работа *диодов*, одно из применений которых – выпрямление переменного тока. Переходы же типа *p-n-p* или *n-p-n* используются для создания *транзисторов*, способных усиливать электрические сигналы. Прогресс электроники привел к тому, что на одном кристалле кремния (подложке), выполняются сложные электронные устройства, содержащие миллионы транзисторов и диодов – *микросхемы*.

**Полупроводниковый детектор** представляет собой *p-n*-переход, смещенный в обратном направлении. Регистрируемое излучение создает в нем электроны и дырки, которые под действием электрического поля движутся в противоположных направлениях, порождая электрический импульс.

Альфа-частицы имеют малую длину пробега в твердом теле, поэтому для их регистрации достаточно очень тонкого слоя, обедненного носителями заряда. При регистрации бета и гамма-излучений нужна более «толстая» рабочая область.

Полупроводниковые детекторы позволяют хорошо различать частицы с различной энергией, т. е. обладают высоким энергетическим разрешением. Однако стоимость таких детекторов высока. Еще один недостаток – малая, как и для ионизационной камеры, величина выходных импульсов. При регистрации частиц с низкой энергией эти импульсы соизмеримы по амплитуде с *шумовыми импульсами*, уменьшить которые можно понижением температуры. Поэтому некоторые полупроводниковые детекторы требуют охлаждения до температуры жидкого азота, что значительно усложняет их конструкцию и эксплуатацию.

### 3.4. Сцинтилляционный детектор

**Сцинтилляционный метод** регистрации излучений основан на возникновении в некоторых соединениях вспышек света (*сцинтилляций*) под действием заряженных частиц. Регистрируемая частица возбуждает молекулу такого соединения, причем обратный переход

в основное состояние сопровождается испусканием фотона. В качестве *сцинтилляторов* используют неорганические и органические соединения, помещенные в оболочку обычно цилиндрической формы. Это могут быть твердые, пластические и жидкие вещества.

Сцинтилляционный детектор состоит из сцинтиллятора и фотоэлектронного умножителя (ФЭУ), преобразующего слабые вспышки света в электрические импульсы (рис. 20).

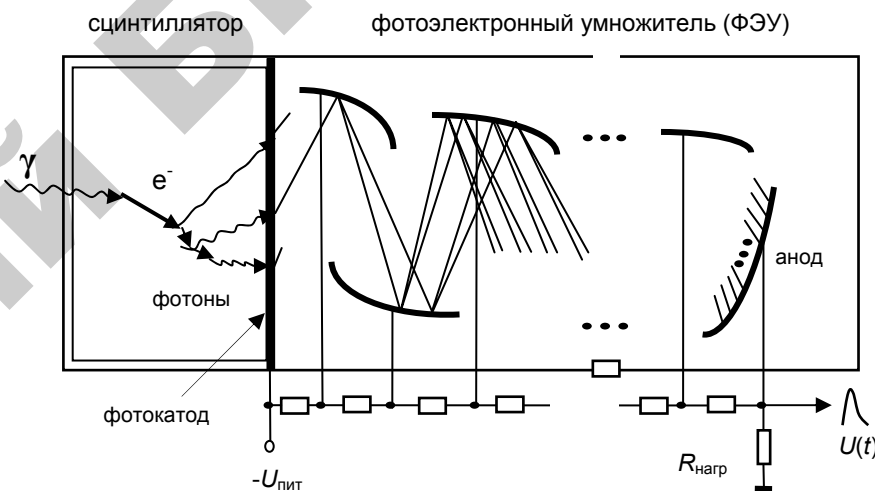


Рис. 20. Сцинтилляционный детектор

ФЭУ отличается от вакуумного фотоэлемента тем, что в нем кроме фото катода и анода содержится ряд промежуточных анодов (динодов). Сцинтиллятор обычно примыкает своим торцом к плоскому фотокадоду, роль которого играет металлизированное покрытие на внутренней поверхности в торце стеклянной оболочки ФЭУ.

Возникшие в сцинтилляторе фотоны выбивают электроны из фото катода. Анод ФЭУ подключен к высоковольтному источнику напряжения (порядка тысячи вольт). От этого же источника с помощью резисторного делителя напряжение подается и на диноды. При этом потенциал первого динода выше, чем катода, а каждого последующего динода (в том числе и анода) выше, чем предыдущего. Ускоряясь в промежутке между парой электродов, электрон

приобретает энергию достаточную для того, чтобы выбить из динода дополнительные электроны (*вторичная эмиссия электронов*). Благодаря этому, а также специальной геометрии расположения электродов, всякий электрон, выбитый из фотокатода, рождает лавину, которая приводит к появлению в анодной цепи значительного импульса тока. ФЭУ – весьма чувствительный прибор и в принципе способен реагировать даже на отдельные фотоны. Поэтому сцинтилляционный детектор помещают в светонепроницаемый кожух.

Сцинтилляционные детекторы имеют неплохое энергетическое разрешение, но уступают по этому параметру полупроводниковым детекторам. Оба эти типа детекторов обладают высоким быстродействием. Обычно используют твердые сцинтилляторы на основе монокристаллов  $NaI$  и  $CsI$ . Эффективность регистрации в этом случае составляет десятки процентов. При регистрации бета-излучения предпочтительнее использование органических сцинтилляторов, в том числе жидких.

Как и для всех детекторов, регистрация гамма-излучения возможна за счет образуемых в сцинтилляторе вторичных электронов, которым передается вся или часть энергии  $\gamma$ -квантов. Именно эти электроны, фактически бета-частицы, возбуждают атомы сцинтиллятора.

### 3.5. Классификация приборов для измерения и контроля ионизирующих излучений

В задачах радиационного контроля используют три основных типа приборов: *спектрометры, радиометры и дозиметры*.

*Спектрометры* дают наиболее полную информацию об излучении. Наиболее распространены спектрометры для измерения спектров гамма-излучения (2.2). В них используют полупроводниковые или сцинтилляционные детекторы, обладающие энергетическим разрешением. Наиболее информативная часть гамма-спектра конкретного радионуклида – пик полного поглощения (2.3). Его положение определяется энергией гамма-излучения, а высота – интенсивностью. Таким образом, спектрометры позволяют проводить *качественный* и *количественный* анализ содержания радионуклидов в образце, то есть определение состава радионуклидов и нахождение их активностей. Задача обработки спектров обычно возлагается на персональный компьютер. При измерениях бета или альфа-излучения, в силу их низкой проникающей способности, вклад в регистрируемое излу-

чение дает слой образца, обращенный к детектору. Прохождению излучения не должны мешать стенки используемого сосуда и входного окна детектора. Влияние стенок можно вообще исключить, растворяя пробу в жидком сцинтилляторе.

Измерение спектров бета-излучения чаще всего проводят с использованием сцинтилляционных детекторов на основе пластиковых сцинтилляторов. Именно такой метод используется в отечественном спектрометре МКС-АТ1315 (рис. 21). Для повышения чувствительности измерений исследуемые образцы подвергают термическому концентрированию (до частичного озоления). Жидкие образцы (вода, молоко) пропускают через волокнистый катионит, который после высушивания используют в качестве пробы.



Рис. 21. Бета-гамма спектрометр

Наиболее сложны альфа-спектрометры. В силу очень низкой проникающей способности альфа-излучения измерения обычно производят в вакуумной камере с использованием полупроводникового детектора. Определение состава радионуклидов возможно на «тонких» образцах, получаемых методом электролитического осаждения на специальные подложки. Более простая задача – определение суммарной активности, которое возможно и для «толстых» образцов. Обычно их получают путем истирания, термического или химического концентрирования.



Рис. 22. Гамма-радиометр

Основное назначение **радиометров** – измерение активности и удельной (объемной) активности источников излучения. Наиболее распространены радиометры для радионуклидов, испускающих гамма-излучение.

В простейших радиометрах активность определялась на основе подсчета всех импульсов детектора за вычетом фона, с учетом геометрии измерений. Однако во многих задачах необходимо, чтобы радиометр обладал *избирательными (селективными) свойствами*, то есть реагировал на излучения определенного радионуклида. Селективность обеспечивается электронными схемами, отбирающими сигналы детектора только с определенными значениями амплитуды, и микропроцессорным блоком обработки. Современные радиометры, такие как РКГ-АТ1320 (рис. 22), фактически представляют собой усеченный вариант спектрометра.

**Счетчики излучений человека (СИЧ)**, предназначенные для измерения активности радионуклидов цезия-137 в теле человека, также можно отнести к классу радиометров. В их составе – кресло для человека с несколькими сцинтилляционными детекторами для различных частей тела. Показания прибора позволяют оценить дозу внутреннего облучения. СИЧ для измерения содержания стронция-90 –

значительно более сложный прибор. В мире эксплуатируется лишь несколько подобных установок. Одна из них создана в Беларуси.



Рис. 23. Дозиметр гамма и рентгеновского излучения

**Дозиметры** предназначены для оценки эквивалентной или эффективной дозы излучения. Простейшие из них рассчитаны только на фотонное излучение: гамма и рентгеновское. Обычно они строятся на основе недорогих счетчиков Гейгера-Мюллера, сигналы которых не несут информацию об энергии фотонов. Разный вклад в поглощенную дозу от фотонов разной энергии учитывается установкой перед детекторами специальных корректирующих фильтров с определенной зависимостью ослабления интенсивности прошедшего излучения в зависимости от его энергии.

Некоторые дозиметры, например, современный прибор МКС-АТ6130 (рис. 23), позволяют определять величину плотности потока бета-излучения с загрязненной поверхности. В этом режиме крышка с фильтром, установленная на специальном шарнире, откидывается. Отметим, что измерение плотности потока традиционно относится к задачам радиометрии, потому такие приборы называются дозиметрами-радиометрами.



Рис. 24. Прибор МКС-01 Советник

Заслуживает упоминания еще один комбинированный прибор – радиометр-дозиметр МКС-01 Советник (рис. 24). Он использует сцинтилляционный детектор большого объема (196 см<sup>3</sup>) и оригинальные алгоритмы функционирования и обработки информации. В режиме дозиметра он обладает значительно более высокой, чем у простейших приборов, чувствительностью, что позволяет достигнуть 10 % статистической погрешности измерения всего за 2–3 секунды. Поэтому с его помощью можно производить эффективный контроль однородности партий продукции. Как радиометр, прибор особенно удобен для прижизненной радиометрии скота.

В названии любого прибора первые три буквы несут информацию о его назначении, остальные знаки – о предприятии-изготовителе и номере разработки. Расшифровка первых букв названий для наиболее распространенных приборов представлена в табл. 7.

Таблица 7

Значения букв в названиях приборов

Первая буква		Вторая буква		Третья буква	
Д	дозиметры	Р	мощность экспозиционной дозы	Б	бета-излучение
Р	радиометры	Б	мощность эквивалентной дозы	Г	гамма-излучение
С	спектрометры	У	удельная активность радионуклида	Д	рентгеновское излучение
М	комбинированные	К	две и более физических величины	С	смешанное излучение

Учитывая сказанное, можно определить, например, что название РКГ-АТ1320 означает радиометр, измеряющий две или более физических величины, характеризующих гамма-излучение. Прибор выпускается предприятием АТОМТЕХ, номер разработки – 1320.

### 3.6. Особенности устройства приборов

Сутью работы любого прибора является преобразование и обработка информации, содержащейся в сигналах детектора. Такое преобразование обычно ведется вначале *аналоговыми* схемами, затем – *цифровыми*. Об аналоговой форме представления информации говорят тогда, когда физическая величина, несущая сигнал, может принимать непрерывный ряд значений. Именно такую форму имеют импульсы напряжения на выходе детектора. Аналоговая обработка обычно производится усилителями импульсов и схемами амплитудной селекции (*дискриминаторами*), которые осуществляют отбор импульсов с амплитудами, лежащими в определенном диапазоне.

Дальнейшая обработка информации производится цифровыми схемами, сигналы в которых имеют конечное множество значений (дискретны). В простейшем дозиметре такая обработка сводится к подсчету импульсов на выходе дискриминатора. Это осуществляется одной из простейших цифровых схем – счетчиком. Другие цифровые схемы выполняют функции управления и вывода результатов. В их числе – *таймер*, задающий время измерения, а также схемы, которые следят за состоянием кнопок управления и производят вывод данных. Отображение результатов чаще всего выполняет *жидкокристаллический индикатор* (ЖКИ), достоинство которого – очень малое потребление энергии. В некоторых приборах, например спектрометрах, необходимы *аналого-цифровые преобразователи* (АЦП), которые преобразуют величину амплитуды импульсов в цифровой (двоичный) код.

Во всех современных приборах функции цифровой обработки информации возлагают на микропроцессор, или персональный компьютер. И тот и другой представляют собой универсальные устройства обработки цифровой информации. В зависимости от написанной *программы*, которая хранится в их *памяти*, они реализуют произвольные алгоритмы функционирования.

Показания дозиметра чаще всего определяются уровнем естественного радиационного фона. В задачах радиометрии интенсив-

ность излучений, испускаемых содержащимися в образце радионуклидами, обычно значительно меньше фоновой. Чтобы снизить влияние фона на процесс измерения активности, образец вместе с детектором помещают в «домик» из свинца, стали или комбинации металлов (рис. 25). Эти материалы должны иметь как можно меньшее содержание радионуклидов природного или техногенного происхождения.

При измерениях объемной активности необходимо учитывать объем пробы. Проще всего это достигается помещением образца в сосуд заданного объема до полного его заполнения. Когда такой сосуд помещается в домик для измерений, сцинтиллятор детектора оказывается в углублении нижней части сосуда. Такая геометрия измерений повышает эффективность работы детектора, поскольку гамма-кванты попадают в него с нескольких сторон, а не только сверху.

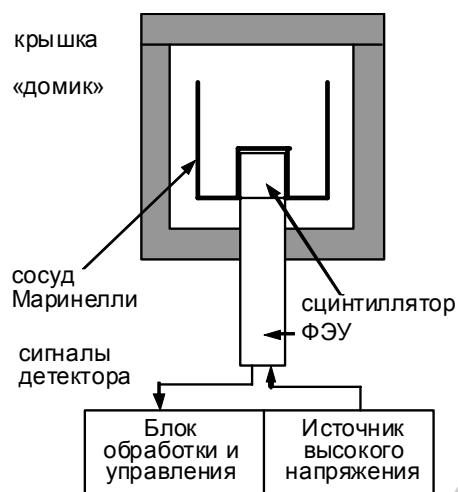


Рис. 25. Устройство радиометра

Алгоритм работы и устройство радиометра сложнее, чем дозиметра. Дополнительно к тем электронным схемам, которые есть в дозиметре, радиометр содержит и некоторые другие. Одни из них служат для ввода в прибор значения массы образца и ее учета, что необходимо при измерениях удельной активности. Поскольку даже при наличии защиты невозможно полностью избавиться от фоновых из-

лучений (космических гамма-квантов, радионуклидов, содержащихся в конструктивных элементах прибора), необходимо предусмотреть процедуры измерения фона и его автоматического вычитания.

Сложнее других приборов устроен спектрометр (рис. 26). Напомним, что спектр – распределение интенсивности излучения в зависимости от его энергии. Если детектор обладает энергетическим разрешением, судить о спектре излучения можно по спектру амплитуд выходных импульсов детектора. Распределять импульсы детектора в зависимости от значения их амплитуды и хранить полученное распределение в памяти прибора проще, если амплитуда импульсов представлена в цифровом виде. Этот процесс (оцифровка) производится аналого-цифровым преобразователем. С его помощью каждому значению амплитуды ставится в соответствие определенное число. Полученное число используют как адрес ячейки памяти (*номер канала*), где хранятся все случаи регистрации импульсов с данным значением амплитуды. Одновременно с каждым срабатыванием АЦП производится добавление единицы к содержанию соответствующего канала.

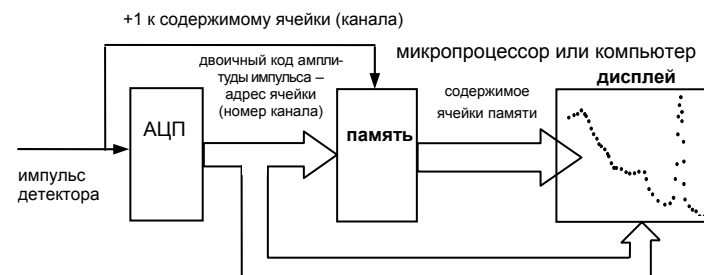


Рис. 26. Устройство спектрометра

Спектр, выводимый на дисплей, строится как совокупность точек. Горизонтальная координата каждой точки – номер канала, пропорциональный энергии частиц, а вертикальная – содержание канала, пропорциональное числу зарегистрированных частиц, то есть интенсивности. Дискретный характер спектра (конечное число точек) является результатом оцифровки. Число каналов в спектрометре обычно составляет  $2^{10} = 1024$ , но может быть равным и другой степени числа 2.

### 3.7. О статистическом характере измерений. Среднее значение и вероятность

Каждый, кто работал с дозиметром, знает, что при проведении измерений в одинаковых условиях прибор может показывать различные значения, например, 0,12 мЗв, 0,15 мЗв, 0,11 мЗв и т. п. Является ли это недостатком прибора? Ответ таков: нет, разброс показаний дозиметра есть следствие случайного характера попадания частиц в детектор, да и вообще вероятностного характера всех событий в микромире. Но если всякий раз прибор показывает разные значения, то что же следует считать результатом?

Рассмотрим случай, когда частота импульсов детектора невелика, именно этот случай наиболее актуален для задач радиационного контроля. Представим устройство прибора в упрощенном виде, когда сигналы детектора подаются на простой счетчик импульсов с индикацией. Источник излучения не обязателен, его роль вполне может сыграть естественный радиационный фон. Будем производить цикл измерений одинаковой длительности, например 1 с; примерно в таком режиме работают современные дозиметры. Тогда показания счетчика могут быть, например, такими:

$$2, 1, 4, 1, 2, 0, 3, 3. \quad (18)$$

$i$	$k_i$
1	2
2	1
3	4
4	1
5	2
6	0
7	3
8	3

Есть ли хоть какая-либо закономерность в этих показаниях? Чтобы ответить на этот вопрос, **в качестве первого шага найдем среднее значение показаний.** Обозначим текущее показание  $k_i$ , где  $i$  принимает значения от 1 до полного числа измерений  $N = 8$  и представим данные в виде таблицы. Для нахождения среднего нужно сложить представленные выше показания счетчика и разделить на число измерений. Получается  $\bar{k} = 1/8(2+1+4+1+2+0+3+3)=2$ .

Для краткости выражения с суммами подобного вида пишут в виде  $\bar{k} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N k_i$ . Именно  $\bar{k}$  логично считать результатом серии измерений.

Часто удобнее представлять результаты измерений таблицей, где для каждого значения  $k$  представлено число измерений  $n_k$ , в которых оно получилось. Для нашего примера видно, что результаты 0 и 4, получились по 1 разу, а 1, 2, 3 – по 2 раза. Среднее значение теперь можно получить, если суммировать значения  $k$ ,

$k$	$n_k$	$p_k$
0	1	0,125
1	2	0,25
2	2	0,25
3	2	0,25
4	1	0,125

умноженные на  $n_k$ :  $\bar{k} = \frac{1}{N} \sum k \cdot n_k =$

$$1/8(0 \cdot 1 + 1 \cdot 2 + 2 \cdot 2 + 3 \cdot 2 + 4 \cdot 1) = 2.$$

**На втором шаге введем понятие вероятности событий.** Получение результата измерения с некоторым  $k$  называют *событием*, а набор результатов, полученных в эксперименте при конкретном числе измерений – *выборкой*. Числа  $n_k$  характеризуют частоту событий со значением  $k$ . Доля событий со значением  $k$  в общем числе событий  $N$  называется **выборочной вероятностью**:

$$p_k = \frac{n_k}{N}. \quad (19)$$

Подсчитанные выборочные вероятности событий для нашего примера представлены в третьем столбце таблицы. Понятно, что сумма всех выборочных вероятностей должна быть равна 1.

**Вероятностью** получить результат, равный  $k$ , называется значение  $p_k$  в том случае, когда число измерений  $N$  стремится к бесконечности. В теории показано, что при выполнении нескольких простых условий значения вероятности  $p$  в зависимости от  $k$  описываются формулой, называемой **распределением Пуассона**. Эти условия таковы: события должны быть независимыми, выражаться целыми неотрицательными числами, их поток должен быть однородным и достаточно редким (так, чтобы можно было пренебречь случаями одновременного наступления двух и более событий). Все эти условия обычно выполняются в задачах радиационного контроля.

**Распределение Пуассона** имеет вид:

$$p(k) = \frac{\bar{k}^k e^{-\bar{k}}}{k!}. \quad (20)$$

Постоянная  $\bar{k}$  в этой формуле – это *среднее значение* величины  $k$ , величину же  $\tilde{k}$  в предыдущих формулах правильнее называть *выборочным средним*. В практических задачах обычно величина  $\bar{k}$  неизвестна, и именно ее нужно определить из результатов измерений.

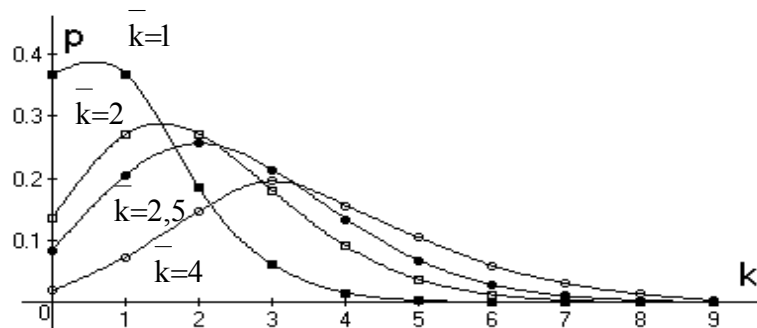


Рис. 27. Распределение Пуассона

Распределения Пуассона для некоторых значений  $\bar{k}$  представлены на рис. 27. Важно отметить, что на этом рисунке смысл имеют только изображенные точками значения функций при целых  $k$  (*гистограмма*), линии, их соединяющие, проведены только для наглядности. Как и для выборочных вероятностей, сумма всех вероятностей, то есть ординат всех точек гистограммы должна быть равна 1. Это требование называется *условием нормировки*.

Теперь понятно, что найденная ранее величина  $\tilde{k} = 2$  дает лишь приближенное, оценочное значение для «истинного» среднего значения  $\bar{k}$ . Эта оценка тем точнее, чем больше объем выборки (число измерений)  $N$ . Построим график, а точнее гистограмму (рис. 28) выборочной вероятности для рассмотренного примера. Сравнение двух последних рисунков говорит о том, что наш пример, скорее всего, соответствует случаю с  $\bar{k} = 2$ , либо с  $\bar{k} = 2,5$ . Более точный вывод будет сделан в конце заключительного параграфа.

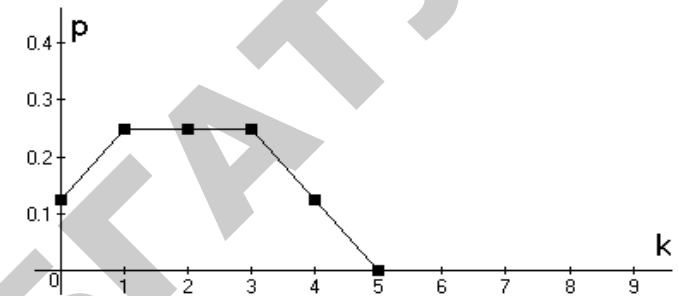


Рис. 28. Распределение выборочной вероятности

### 3.8. Разброс результатов измерений. Свойство распределения Пуассона

Оценим наблюдаемый разброс значений случайной величины от ее среднего значения. Этот разброс называют *статистической погрешностью измерения*, его принято характеризовать *среднеквадратичным отклонением  $\sigma$* :

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{k=1}^N (k - \bar{k})^2}{N}} = \sqrt{\sum_k (k - \bar{k})^2 p(k)}. \quad (21)$$

Следует обратить внимание, что суммируются не сами отклонения, которые могут иметь знак + или – и в итоге компенсироваться, а их квадраты, после чего извлекается квадратный корень.

Используя (20) и (21), нетрудно показать, что распределение Пуассона обладает следующим важным свойством:

$$\sigma = \sqrt{\bar{k}}. \quad (22)$$

Теперь мы в состоянии сформулировать искомую закономерность в выборке (18). *Результаты отдельных измерений случайны, однако они группируются вблизи значения  $\bar{k}$  с определен-*



**ным разбросом.** Характеристикой разброса служит величина  $\sigma$ , которая зависит от  $\bar{k}$  в соответствии с (22).

Среднеквадратичное отклонение  $\sigma$  растет с увеличением  $\bar{k}$ , однако **относительная статистическая погрешность измерения**

$$\delta = \frac{\sigma}{\bar{k}} = \frac{1}{\sqrt{\bar{k}}} \quad (23)$$

тем меньше, чем больше среднее значение измеряемой величины. Так, при среднем числе импульсов детектора  $\bar{k} = 100$ , относительная погрешность  $\delta$  составляет 10 %, а при  $\bar{k} = 10\,000 - 1$  %.

При постоянной интенсивности излучения результаты измерений  $k_i$  и среднее значение  $\bar{k}$  растут пропорционально времени измерения. На рис. 27 это соответствует переходу от гистограмм с меньшим значением  $\bar{k}$  к большим. Поэтому, **чем больше время измерения, тем меньше относительная статистическая погрешность.** Из (23) следует, что если нужно уменьшить погрешность в  $n$  раз, то время измерения нужно увеличить в  $n^2$  раз. Погрешность измерения может быть снижена путем проведения нескольких циклов измерения и нахождения среднего значения, что эквивалентно увеличению времени измерения. Если усреднить 4 и 9 результатов, то относительная погрешность уменьшится, соответственно в 2 и 3 раза.

Рассмотренная теория применима и для единственного измерения  $k$ , при этом среднее значение  $\bar{k}$  полагается равным  $k$ , а величина  $\tilde{\sigma} = \sqrt{k}$ .

### 3.9. Результат измерения и статистическая погрешность

Результат измерения, отображаемый современным дозиметром или радиометром, обычно имеет вид: 0,08 мкЗв/ч  $\pm$  20 %, 220  $\pm$  36 Бк/кг, или 220 Бк/кг (16 %). Как следует понимать эти показания? Напрашивается, что числа, следующие за знаком  $\pm$ , это относительная статистическая погрешность измерения  $\delta$  и среднеквадратичное

отклонение  $\sigma$ , рассмотренные в предыдущем параграфе. Однако это не совсем так.

Во-первых, выше мы рассмотрели случай, когда  $k$  – число импульсов детектора. Показания прибора  $y$  обычно получаются из  $k$  посредством какой-либо формулы. В этом случае значения среднеквадратичного отклонения  $\sigma$  и  $\delta$  для величины  $y$  изменяются. В простейшем случае, когда  $y$  получается умножением  $k$  на постоянный коэффициент, на этот коэффициент умножается и  $\sigma$ . Понятно, что относительная погрешность  $\delta$  в этом случае не меняется. В более сложных случаях для нахождения  $\sigma_y$  и  $\delta_y$  используют специальные *формулы пересчета погрешностей*.

Во-вторых, теория погрешностей наиболее полно разработана для случая, когда распределение измеряемой величины описывается не пуассоновским, а *нормальным распределением*. Остановимся подробнее на этом законе распределения, поскольку он наиболее распространен в общей практике измерений. В теории доказано (т.н. *центральная предельная теорема*), что если величина  $k$  образуется в результате воздействия большого числа независимых случайных величин  $k_i$  с примерно одинаковыми вкладами, то  $k$  обязательно распределена по нормальному закону, даже если  $k_i$  описываются совершенно произвольными распределениями.

**Нормальное распределение** (Гаусса) описывается формулой

$$p(k) = \frac{1}{\sqrt{2\pi k}} e^{-\frac{(k-\bar{k})^2}{2\sigma^2}}. \quad (23)$$

Следует обратить внимание на то, что  $k$  в этой формуле может быть любым действительным числом. Иными словами, функция (23) является непрерывной. Кроме того у этой функции есть два независимых параметра: среднее значение  $\bar{k}$  и среднеквадратичное отклонение  $\sigma$ . При этом параметр  $\bar{k}$  определяет положение максимума кривой, а  $\sigma$  – ее ширину. Для того чтобы можно было сравнить распределение Пуассона и нормальное, в соответствии с (22) будем полагать  $\sigma = \sqrt{k}$ . На рисунке 29 представлены эти распределения для случаев  $\bar{k} = 2$  и 6 (значения функции Пуассона – точками). Отметим, что условие нормировки для любых *непрерывных* распределений, в т. ч. для нормального, звучит так: площадь под графиком функции должна равняться 1.

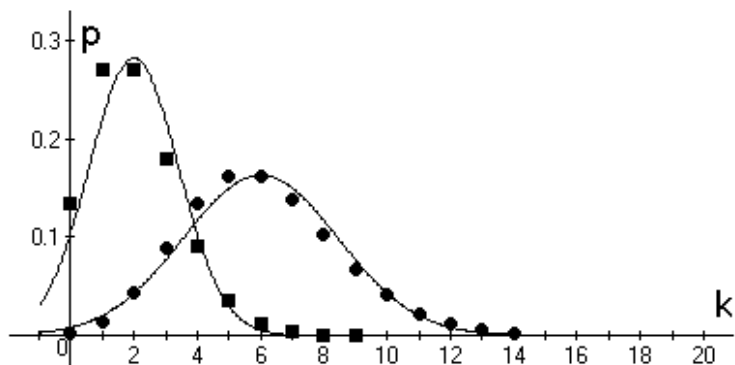


Рис. 29. Нормальное распределение и распределение Пуассона

Существенные отличия этих распределений таковы. Распределение Пуассона дискретно и применимо, когда измеряемая величина принимает целые неотрицательные значения. Распределение Гаусса непрерывно и применимо для величин, принимающих любые действительные значения. Как следствие, распределение Пуассона несимметрично, и это особенно заметно при малых  $\bar{k}$ , когда у нормального распределения есть «хвост», простирающийся в область отрицательных значений. Из рисунка видно, что эти отличия становятся малосущественными с ростом  $\bar{k}$ . На практике уже при  $\bar{k} > 10$  можно использовать нормальное распределение вместо распределения Пуассона.

У нормального распределения есть важное свойство: вероятность отклонения случайной величины от своего среднего значения не более чем на  $\pm 3\sigma$  составляет 0,997. Эта закономерность называется **правилом 3σ**. Важны и следующие разновидности этого правила: для интервала  $\pm 2\sigma$  соответствующая вероятность равна 0,954, интервала  $\pm 3\sigma$  – 0,683. Графически эти результаты теории показаны на рис. 27, где учитывается, что вероятность нахождения величины  $k$  в каком-то диапазоне значений определяется площадью под соответствующим участком кривой. Заштрихованная на рисунке площадь соответствует вероятности для величины  $k$  лежать в интервале  $\pm 2\sigma$  от среднего (этот случай часто применяется на практике).

Правило 3σ можно сформулировать и так: в 99,7 % случаев случайная величина лежит в границах  $\pm 3\sigma$  от своего среднего значения. В произвольном случае можно записать:

$$p(|k - \bar{k}| \leq \Delta) = P, \quad (24)$$

где интервал  $|k - \bar{k}| \leq \Delta$ , то есть от  $\bar{k} - \Delta$  до  $\bar{k} + \Delta$ , называется **доверительным интервалом**, а  $P$  – **доверительной вероятностью**. В частности, доверительная вероятность нахождения случайной величины  $k$  в интервале  $\pm 2\sigma$  от  $\bar{k}$  составляет 0,95.

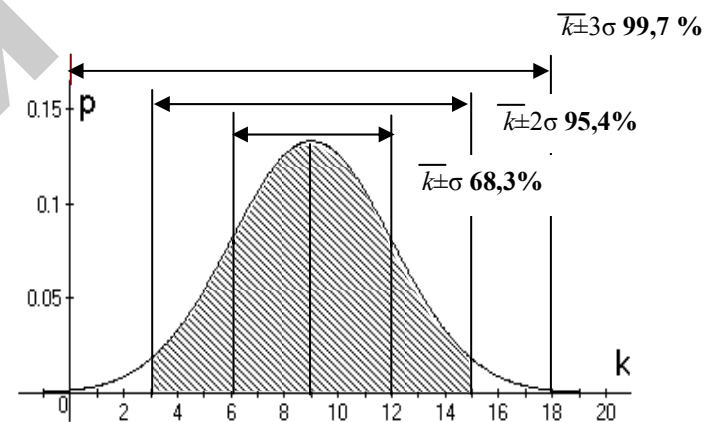


Рис. 30. Вероятность нахождения случайной величины в некоторых интервалах;  $\bar{k} = 9, \sigma = 3$

Таким образом, результат измерения удобно представлять в виде

$$k = \bar{k} \pm \Delta, \quad (25)$$

при этом для доверительной вероятности 0,95 значение  $\Delta = 2\sigma$ .

Однако в эксперименте «истинные» значения  $\bar{k}$  и  $\sigma$  заранее не известны, в ходе измерений мы получаем лишь их оценки. Как на-

ходится оценка для среднего значения, мы уже знаем:  $\tilde{k} = \frac{1}{N} \sum_i k_i$ ,

для оценки среднеквадратичного отклонения теория дает формулу

$$\tilde{\sigma} = \sqrt{\frac{\sum_i (k_i - \tilde{k})^2}{N-1}}. \quad (26)$$

$N$	$C_n$
2	12,7
3	4,3
4	3,2
5	2,8
6	2,6
7	2,5
8	2,4
9	2,3
10	2,3
$\infty$	1,96

Так как это всего лишь оценки, то вычисляя доверительный интервал, нужно сделать поправку в сторону его расширения, особенно, при малом числе измерений  $N$ . Такая поправка обычно делается с помощью коэффициентов Стьюдента. Значения этих коэффициентов  $C_n$  для доверительной вероятности 0,95 представлены в таблице. Еще раз подчеркнем, что **статистические погрешности измерений невозможно вычислить точно, их можно только оценить.**

**Пример 1.** Найти результат измерения для выборки (18).

Среднее выборочное значение уже известно:  $\tilde{k} = 2$ , для выборочного среднеквадратичного отклонения расчет по формуле (26) дает  $\tilde{\sigma} = 0,5$ . Коэффициент Стьюдента при  $N = 8$  равен 2,4, поэтому для доверительной вероятности 0,95  $\Delta = 2\sigma \cdot C_8 = 2,4$ . Согласно (25) результат можно представить в виде  $k = 2,0 \pm 2,4$ . Нижнее возможное значение для  $k$  получается отрицательным, это следствие того, что при малых  $\tilde{k}$  распределение Пуассона, описывающее число импульсов детектора, плохо аппроксимируется нормальным распределением, которое обычно используется в теории погрешностей. Полученный результат нужно понимать так: с вероятностью 0,95 значения  $k$  лежат в интервале от 0 до 4. Можно также указать среднее значение и относительную погрешность, равную в нашем случае 120%. Понятно, что такие большие значения погрешностей связаны как с малым значением  $\tilde{k}$ , так и с небольшим объемом выборки  $N$ .

**Пример 2.** В процессе работы счетчик радиометра накопил  $k = 300$  отсчетов. Записать результат измерения.

Речь идет о единственном измерении, поэтому  $\tilde{k} = 300$ . Для нахождения оценки среднеквадратичного отклонения  $\tilde{\sigma}$  воспользуемся свойством распределения Пуассона (22):  $\tilde{\sigma} = \sqrt{300} = 17$ . Поэтому с доверительной вероятностью 0,95 результат:  $k = 300 \pm 34$ . Поправочные коэффициенты не нужны, потому что при таком большом значении  $k$  оценки и для  $\tilde{k}$  и для  $\tilde{\sigma}$  достаточно точны. Соответствующая относительная статистическая погрешность  $\delta = 11\%$ .

В заключение отметим, что нами рассмотрены только статистические погрешности измерений. В задачах радиационного контроля они обусловлены физическими особенностями ядерных излучений. На практике возникают и иные ошибки измерений, например, *систематические*. Эти вопросы требуют отдельного рассмотрения.

ДЛЯ ЗАМЕТОК

Учебное издание

**Гурачевский** Валерий Леонидович

**ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ  
РАДИАЦИОННОГО КОНТРОЛЯ**

*Учебно-методическое пособие*

Ответственный за выпуск Е. И. Михайловский  
Редактор Н. А. Антипович  
Компьютерная верстка Ю. П. Каминской

Подписано в печать 15.02.2011 г. Формат 60×84<sup>1</sup>/<sub>16</sub>. Бумага офсетная.  
Ризография. Усл. печ. л. 4,18. Уч.-изд. л. 3,27. Тираж 100 экз. Заказ 167.

Издатель и полиграфическое исполнение: учреждение образования  
«Белорусский государственный аграрный  
технический университет».  
ЛИ № 02330/0552984 от 14.04.2010.  
ЛП № 02330/0552743 от 02.02.2010.  
Пр. Независимости, 99–2, 220023, Минск.