

**Дозиметрия ионизирующих излучений**  
М. М. Комочков  
(Учебное пособие для студентов ВУЗов)

Аннотация

Представлен курс лекций для студентов высших учебных заведений, у которых дозиметрия ионизирующих излучений не является основной специальностью. Основой курса послужили лекции, прочитанные автором студентам VII семестра по направлению *радиационная безопасность человека и окружающей среды* Международного университета природы, общества и человека «Дубна»; объем лекций — 51 академический час. При написании настоящего учебного пособия автор опирался на:

— известный учебник В. И. Иванова «Курс дозиметрии», четвертое (последнее) издание, М.: Энергоатомиздат, 1988 г.,

— учебное пособие В.П. Машковича и А.М. Панченко «Основы радиационной безопасности» М.: Энергоатомиздат, 1990.

— современные достижения в дозиметрии ионизирующих излучений,

— современные рекомендации Международной комиссии по радиационным единицам и измерениям (МКРЕ, 1998 г.) и Международной комиссии по радиологической защите (МКРЗ, 1990 г.). Эти рекомендации радикально изменили как величины дозиметрии ионизирующих излучений, так и их применение для целей радиационной безопасности.

Представляемый курс лекций состоит из трех частей:

— основные понятия и величины,

— физические основы и методы радиометрии и дозиметрии, — дозиметрия для радиационной безопасности.

## ДОЗИМЕТРИЯ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

Курс лекций

Комочков М.М.

**Введение.** Все живое и неживое в природе подвержено облучению радиацией как электромагнитного происхождения, так и корпускулярного. Из всей радиации будем иметь дело только с ионизирующей радиацией, а точнее с ионизирующим излучением. *Ионизирующим излучением (ИИ) называют такое излучение, взаимодействие которого со средой приводит к образованию электрических зарядов разных знаков.* В простейшем и наиболее типичном случае - электрона и иона. Электрон в атоме или молекуле удерживается с определенной силой, обусловленной кулоновским притяжением. Поэтому, чтобы оторвать электрон от атома или молекулы, излучение должно обладать определенной энергией. Для биологической среды эта энергия составляет около 10 эВ. [1] Это означает, что если биологическую среду облучать радиацией, то ИИ будет только та ее часть, которая обладает энергией более 10 эВ. Поэтому в дозиметрии для радиобиологических целей или для целей радиационной безопасности имеют дело только с излучением электромагнитной или корпускулярной природы, имеющим энергию более 10 эВ на один фотон или одну частицу. Если какую либо среду облучать таким излучением, то вправе ожидать какого либо эффекта, который может являться следствием образования носителей электрических зарядов с разными знаками. В облучаемой среде биологической природы эффектами являются нарушение или разрыв молекулярных связей, повреждение ДНК, хромосом. *При этом возникает вопрос как раскрыть связь между количеством радиобиологических повреждений, в частности, и количеством излучения, которое вызвало эти повреждения? Раскрытие связи позволяет установить закономерности появления количества и качества повреждений; вне этой связи измерения количества ИИ теряют смысл. В каких величинах измерять при этом количество ионизирующего излучения?*

Одной из первых мер количества излучения выбрали число образующихся электрических зарядов разных знаков в воздухе. Так возникла *рентгенометрия*. Однако выбранная мера количества излучения относилась лишь к фотонам и устанавливала неоднозначную связь с эффектом вследствие зависимости эффекта от плотности образования электрических зарядов, а также имела технические трудности измерения числа электрических зарядов, образующихся длиннопребывающими заряженными частицами.

Проще всего, казалось бы, измерять количество ИИ просто штуками частиц. Но оказывается, что одно и то же количество частиц или квантов ( $\Phi$ ), падающих на объект, дают разный эффект в зависимости от таких факторов, как тип частиц их энергия и угол падения на объект. Все эти характеристики поля излучения можно получить с помощью радиометров или с помощью расчета. *Предмет, который изучает характеристики поля излучения, включая активность источников, называют радиометрией.* Радиометрия в настоящем курсе является составной его частью, однако, в общем, она есть вполне автономная дисциплина прикладной науки и техники. Почему же не остановились на радиометрических величинах для установления связи их с эффектом? Дело прежде всего в том, что связи эффектов с радиометрическими величинами носят, как правило, многофакторный характер, при котором может не хватить ни сил, ни средств на необходимый комплекс измерений. Достаточно представить себе объем работы по установлению связи между эффектом и числом частиц, энергия которых и угол падения на объект изменяется в широких пределах. При этом зависимость эффекта как от энергии, так и от угла может быть весьма значительной.

Сокращение влияния многофакторности на результат осуществили, приняв за меру количества излучения и его воздействия поглощенную в единице массы энергию ИИ, т.е. поглощенную дозу ( $D$ ). Так возникла дозиметрия ионизирующих излучений.

Дозиметрия ИИ, опирающаяся на поглощенную дозу, сократила многофакторность и диапазон неопределенности по частоте эффекта, но не устранила их в принципе. Игнорирование или пренебрежение многофакторностью из соображений практической целесообразности и

использование только единственной величины — поглощенной дозы, привело к значительной неопределенности во взаимосвязи доза — эффект. Для снижения такой неопределенности пришлось вводить дополнительные величины, такие, например, как относительную биологическую эффективность или весовой множитель излучения. В дозиметрии ИИ с целью контроля за радиационной безопасностью дополнительных множителей оказалось два вида, что привело к необходимости вводить специальную величину — эффективную дозу (Е).

Наглядное представление о проблеме раскрытия взаимосвязи между частотой ожидаемого радиобиологического эффекта ( $F$ ) и количеством излучения ( $D$ ,  $\Phi$ , Е), которое вызвало этот эффект, можно дать с помощью рис. 1.1. В качестве излучения выбраны протоны ( $p$ ) и нейтроны ( $n$ ), а объектом облучения является клетка млекопитающего в случаях  $\Phi$  и  $D$ . Из рис. видно, что для одного и того же флюенса частиц, падающих на клетку в случае протонов ( $\Phi_p$ ), частота эффекта много больше ( $\approx 10^4$ ), чем в случае нейтронов.

Разница в частоте эффекта резко снижается если количество ИИ измерять поглощенной дозой ( $D$ ). Наконец, частота эффекта становится детерминированно равной как для протонов, так и для нейтронов, если количество излучения определять в единицах эффективной дозы (Е). Равенство в частоте эффекта для нейтронов и протонов следует из определения Е для контроля облучения только людей. Определения величин, названных выше, будут даны ниже в соответствующих разделах.

В соответствие с изложенным курс лекций можно представить из трех частей.

Основные понятия и величины

Физические основы и методы радиометрии и дозиметрии

Дозиметрия для радиационной безопасности

## 1. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ И ВЕЛИЧИНЫ

### 1.1. Основные понятия о поле излучения

*Ионизирующее излучение (ИИ) представляет собой поток заряженных и (или) незаряженных частиц; к незаряженным частицам относят и фотоны. На эти две группы делит МКРЕ [1] (Доклад 60, 1998г.) все ионизирующее излучение. В документах, книгах и учебниках, изданных ранее, ионизирующее излучение делили также на две группы, но на непосредственно ИИ и косвенно ИИ. Заряженные частицы благодаря наличию заряда способны как непосредственно, так и косвенно ионизировать среду, через которую они проходят. Незаряженные частицы ионизируют среду косвенно путем высвобождения или образования заряженных частиц при взаимодействии со средой.*

*ИИ, состоящее из частиц одного вида одинаковой энергии, называют однородным моноэнергетическим излучением. ИИ, состоящее из частиц одного вида различных энергий, называют немонаэнергетическим. Так бета-излучение радиоактивных нуклидов всегда является немонаэнергетическим. ИИ, состоящее из частиц разного вида называют смешанным.*

*Направленным ИИ называют излучение с выделенным направлением распространения. Например, коллимированный пучок ИИ от ускорителя в вакууме является направленным излучением. Вне вакуума излучение становится, строго говоря ненаправленным. ИИ изотропно, если не удастся выделить преимущественного направления распространения. К изотропным источникам ИИ относят радионуклидные источники если за рассматриваемое время радиоактивных распадов достаточно много. В зависимости от характера распространения во времени различают непрерывное и импульсное излучения. Излучение считают непрерывным, если характеристики его поля за рассматриваемый промежуток времени остаются постоянными. Под импульсным понимают такое излучение, продолжительность действия которого значительно меньше времени наблюдения. Это два крайних случая поведения излучения во времени.*

*Под полем излучения понимают область пространства, каждой точке которого поставлены в соответствие физические величины, являющиеся характеристиками поля излучения. Характеристики поля определяют пространственно-временное распределение излучения в рассматриваемой среде.*

**1.2. Стохастические и нестохастические величины** *Величина, подверженная статистическим флуктуациям называется стохастической; остальные величины — нестохастические.*

Стохастическая величина (например переданная энергия, см. (1.45) обладает следующими свойствами.

1. Она определяется лишь для областей конечных размеров (доменов). Её значения изменяются дискретно в пространстве и во времени, и нельзя вообще говорить о скорости её изменения.

2. Её значение не может быть предсказано, но с помощью распределения вероятности можно определить вероятность её конкретного значения.

3. Случайный характер величины не влияет на точность, с которой можно определить её отдельные значения.

Нестохастическая величина (например, поглощенная доза, см. (1.53) обладает следующими свойствами.

1. Она определена как функция точки, вообще говоря, непрерывная и дифференцируемая функция пространства и времени; поэтому можно пользоваться её градиентом и скоростью её изменения во времени.

2. Её значение для данных условий, в принципе, можно рассчитать.

3. Её можно определить как среднее наблюдаемое значение связанной с ней стохастической величиной.

### 1.3. Скалярные радиометрические величины (характеристики поля излучения)

Определения нестохастических величин, являющихся функциями точки, даются в дифференциальной форме и заимствованы, в основном, из рекомендаций Международной комиссии по радиационным единицам и измерениям, МКРЕ, [1].

Число частиц  $N$  — число частиц, испущенных, преобразованных или пришедших извне.

Единица: 1

Энергия излучения  $R$  — энергия частиц (без учета энергии покоя) испущенная, преобразованная или пришедшая извне, Единица: Дж.

Для частиц с энергией  $E$  (без учета энергии покоя) энергия излучения,  $R$ , есть произведение  $NE$ :

$$R = NE. \quad (1.1)$$

Энергетическое распределение числа частиц,  $N_E$ , есть  $dN/dE$ , где  $dN$  есть число частиц с энергией между  $E$  и  $E+dE$ :

$$N_E = dN / dE. \quad (1.2)$$

Энергетическое распределение энергии излучения,  $R_E$ , есть  $dR / dE$ , где  $dR$  есть энергия излучения частиц с энергией между  $E$  и  $E+dE$ :

$$R_E = dR / dE. \quad (1.3)$$

Распределения (1.2) и (1.3) связаны следующим соотношением:

$$R_E = EN_E. \quad (1.4)$$

Поток (частиц),  $\dot{N}$ , — отношение  $dN$  к  $dt$ , где  $dN$  — приращение числа частиц за время  $dt$ :

$$\dot{N} = \frac{dN}{dt} \quad \text{Единица: с}^{-1}. \quad (1.5)$$

Поток энергии,  $\dot{R}$ , — отношение  $dR$  к  $dt$ , где  $dR$  — приращение энергии излучения за время  $dt$ :

$$\dot{R} = \frac{dR}{dt} \quad \text{Единица: Вт}. \quad (1.6)$$

Флюенс (частиц),  $\Phi$ , — отношение  $dN$  к  $da$ , где  $dN$  — число частиц, падающих на сферу с поперечным сечением  $da$ :

$$\Phi = dN / da. \quad \text{Единица: м}^{-2}. \quad (1.7)$$

Можно показать, что  $\Phi = dl / dV$ , где  $dl$  есть сумма длин траекторий частиц в объеме  $dV$ , и  $\Phi = nvt$ , где  $n$  — объемная плотность частиц, скорость которых  $v$ , а  $t$  — временной интервал, в течении которого радиационное поле неизменно.

Флюенс энергии,  $\Psi$ , — отношение  $dR$  к  $da$  где  $dR$  есть энергия излучения, падающая на сферу с поперечным сечением  $da$ :

$$\Psi = dR / da \quad \text{Единица: Дж м}^{-2}. \quad (1.8)$$

Распределения,  $\Phi_E$  и  $\Psi_E$ , флюенса (частиц) и флюенса энергии (излучения) по энергии определяется следующими формулами:

$$\Phi_E = d\Phi / dE, \quad (1.9)$$

$$\Psi_E = d\Psi / dE, \quad (1.10) \text{ где } d\Phi \text{ — флюенс частиц с энергией}$$

между  $E$  и  $E + dE$ , а  $d\Psi$  есть их флюенс энергии. Величину  $\Phi_E$  часто называют спектром частиц.

Взаимосвязь между этими двумя распределениями представляется формулой (1.11).

$$\Psi_E = E\Phi_E \quad (1.11)$$

Мощность флюенса,  $\dot{\Phi}$ , — отношение  $d\Phi$  к  $dt$ , где  $d\Phi$  — приращение флюенса за время  $dt$ :

$$\dot{\Phi} = \frac{d\Phi}{dt}. \quad \text{Единица: м}^{-2}\text{с}^{-1}. \quad (1.12)$$

(Презжнее наименование  $\dot{\Phi}$  — плотность потока частиц.)

Для радиационного поля, состоящего из частиц со скоростью  $v$ ,  $\dot{\Phi} = nv$ , где  $n$  — объемная плотность частиц.

Мощность флюенса энергии,  $\dot{\Psi}$ , — отношение  $d\Psi$  к  $dt$ , где  $d\Psi$  — приращение флюенса энергии за время  $dt$ :

$$\dot{\Psi} = \frac{d\Psi}{dt} \quad \text{Единица: Вт м}^{-2}. \quad (1.13)$$

(Часто встечающееся наименование  $\dot{\Psi}$  — интенсивность).

Угловая мощность флюенса,  $\dot{\Phi}_\Omega$ , — отношение  $d\dot{\Phi}$  к  $d\Omega$ , где  $d\dot{\Phi}$  — мощность флюенса частиц, летящих в определенном направлении в телесном угле  $d\Omega$ :

$$\dot{\Phi}_\Omega = \frac{d\dot{\Phi}}{d\Omega}. \quad \text{Единица: м}^{-2}\text{с}^{-1}\text{ср}^{-1}. \quad (1.14)$$

Определение направления требует двух переменных. В системе сферических координат  $d\Omega$  равен  $\sin\theta d\theta d\phi$ , где  $\theta$  - полярный угол, а  $\phi$  - азимутальный угол (Рис. 1.2).

Энергетическое распределение угловой мощности флюенса (прежнее наименование: энергетически-угловая плотность потока частиц) есть

$$\dot{\Phi}_{\Omega,E} = \frac{d\Phi_{\Omega}}{dE}, \quad (1.15)$$

где  $d\dot{\Phi}_{\Omega}$  — угловая мощность флюенса частиц с энергией между  $E$  и  $E+dE$ .

Энергетическое распределение угловой мощности флюенса достаточно характеризует поле излучение, чтобы на его основе могла быть получена любая из приведенных выше величин.

#### 1.4. Коэффициенты взаимодействия излучения с веществом и соответствующие величины

Коэффициенты взаимодействия являются нестохастическими величинами. Их обычно дают для определенных видов излучения, конкретных материалов и, при необходимости, для определенных видов взаимодействия. Фундаментальным коэффициентом взаимодействия является поперечное сечение.

*Поперечное сечение,  $\sigma$ , с объектом-мишенью падающих на него заряженных или незаряженных частиц есть отношение  $P$  к  $\Phi$ , где  $P$  - вероятность взаимодействия с единичным объектом-мишенью при падении на него флюенса частиц  $\Phi$ :*

$$\sigma = P / \Phi. \quad \text{Единица: м}^2. \quad (1.16)$$

Внесистемной единицей поперечного сечения является барн ( $b$ ):  $1 b = 10^{-28} \text{ м}^2 = 100 \text{ фм}^2$ . Термин взаимодействие относится к процессам, в которых изменяется энергия и (или) направление падающей частицы. Взаимодействие может сопровождаться испусканием вторичной частицы или частиц. Поэтому полное знание процессов взаимодействия требует знания распределения поперечного сечения по энергии и углу. Такое распределение называют часто *дифференциальным поперечным сечением*. Если для каждого объекта-мишени возможно несколько независимых взаимодействий, то полное поперечное сечение взаимодействия  $\sigma$  можно представить в виде суммы отдельных сечений  $\sigma_j$ :

$$\sigma = \sum_j \sigma_j = (1 / \Phi) \sum_j P_j \quad (1.17)$$

где  $P_j$  - вероятность взаимодействия типа  $j$ .

*Массовый коэффициент ослабления,  $\mu / \rho$ , вещества для незаряженных частиц есть отношение  $dN / N$  к  $\rho dl$ , где  $dN / N$  — доля частиц, испытавших взаимодействие, проходя расстояние  $dl$  в веществе с плотностью  $\rho$ :*

$$(\mu / \rho) = dN / (\rho dl N). \quad \text{Единица: м}^2\text{кг}^{-1}. \quad (1.18)$$

$\mu$  — *линейный коэффициент ослабления. Вероятность, что нормально падающие частицы испытают взаимодействие в веществе с толщиной слоя  $dl$  есть  $\mu dl$ . Величину, обратную  $\mu$ , называют длиной свободного пробега незаряженных частиц.* Линейный коэффициент ослабления,  $\mu$ , зависит от плотности,  $\rho$ , поглотителя. Эта зависимость в большой степени снижается при использовании массового коэффициента ослабления,  $\mu / \rho$ . Если можно пренебречь взаимодействиями между объектами-мишенями в мишени данного атомного состава, то массовый коэффициент ослабления можно выразить через полное сечение взаимодействия  $\sigma$ . Тогда массовый коэффициент ослабления есть произведение  $\sigma$  на  $N_A / M$ , где  $N_A$  — постоянная Авогадро, а  $M$  - молярная масса элемента мишени:

$$(\mu / \rho) = (N_A / M) \sigma. \quad (1.19)$$

Пользоваться формулой (1.19) в расчетах затруднительно из-за ограниченной доступности данных о молярной массе,  $M$ . Вместо,  $M$ , при определенных, приемлемых в большинстве случаев, условиях можно использовать массовое число нуклида,  $A$ , выраженное в граммах. Этим условием является прямая пропорциональность между массой ядра и числом нуклонов в нем, причем для любых ядер коэффициент пропорциональности остается одним и тем же.. Тогда формулу (1.19) можно переписать в следующей форме:

$$(\mu / \rho) = (N_A / A) \sigma. \quad (1.20)$$

Формулы (1.18) и (1.19) можно записать следующим образом:

$$(\mu/\rho) = (n_t/\rho) \sigma, \quad (1.21)$$

где  $n_t$  есть объемное число объектов-мишеней, т. е. число объектов-мишеней в элементарном объеме деленное на этот объем.

В нейтронной физике иногда вместо  $\mu$  используют обозначение  $\Sigma$  и соответствующую величину называют «макроскопическим сечением взаимодействия». Отдельное обозначение и специальное наименование должны вызывать

удивление, тем более что эта величина не имеет размерности поперечного сечения.

Массовые коэффициенты ослабления для составного объекта-мишени, например молекул, обычно определяют, считая, что он состоит из смеси независимых атомов:

$$(\mu/\rho) = \rho^{-1} \sum_L (n_t)_L \sigma_L = \rho^{-1} \sum_L (n_t)_L \sum_j \sigma_{L,j}, \quad (1.22)$$

где  $(n_t)_L$  - объемное число объектов-мишеней типа  $L$ ,  $\sigma_L$  — полное поперечное сечение для объекта  $L$ , а  $\sigma_{L,j}$  - поперечное сечение взаимодействия типа  $j$  для одиночного объекта-мишени типа  $L$ . Формула (1.22) справедливая в большинстве случаев может давать ошибочные результаты в случае фотонов малых энергий.

Приведенные выше формулы для незаряженных частиц пригодны и для заряженных частиц если их энергия много больше кулоновского барьера.

*Массовый коэффициент передачи энергии,  $\mu_{tr}/\rho$ , вещества для незаряженных частиц есть отношение  $dR_{tr}/R$  к  $\rho dl$ , где  $dR_{tr}/R$  часть падающей энергии излучения, преобразованная в кинетическую энергию заряженных частиц при взаимодействиях на пути  $dl$  в веществе плотностью  $\rho$ :*

$$(\mu_{tr}/\rho) = dR_{tr}/(\rho R dl). \quad \text{Единица: м}^2\text{кг}^{-1}. \quad (1.23)$$

Если можно пренебречь взаимодействиями между объектами-мишенями данного атомного состава и для каждого объекта-мишени возможно несколько типов независимых взаимодействий с незаряженными частицами, то массовый коэффициент передачи энергии можно выразить также через сечение взаимодействия:

$$(\mu_{tr}/\rho) = (N_A/M) \sum_j f_j \sigma_j, \quad (1.24) \quad \text{где } f_j \text{ — средняя доля энергии}$$

падающих частиц, преобразованная в кинетическую энергию заряженных частиц в каждом взаимодействии типа  $j$ . Связь между  $\mu_{tr}$  и  $\mu$  следующая:

$$(\mu_{tr}/\rho) = (\mu/\rho) f, \quad \text{где } f = \frac{\sum_j f_j \sigma_j}{\sum_j \sigma_j}. \quad (1.25)$$

Массовый коэффициент передачи энергии для составного объекта-мишени обычно определяют, считая что он состоит из смеси независимых атомов:

$$\frac{\mu_{tr}}{\rho} = \frac{1}{\rho} \sum_L (n_t)_L \sum_j f_{L,j} \sigma_{L,j}, \quad (1.26)$$

где  $(n_t)_L$  и  $\sigma_{L,j}$  имеют тот же смысл, что и в (1.22), а  $f_{L,j}$  - средняя доля энергии падающих частиц, преобразованная в кинетическую энергию заряженных частиц в каждом взаимодействии типа  $j$  с объектом-мишенью типа  $L$ .

*Массовый коэффициент поглощения энергии,  $\mu_{en}/\rho$ , веществом для незаряженных ионизирующих частиц есть произведение массового коэффициента передачи энергии  $\mu_{tr}/\rho$  на  $(1-g)$ , где  $g$  - часть энергии высвобожденных заряженных частиц, которое расходуется на тормозное излучение в веществе*

$$(\mu_{en}/\rho) = (\mu_{tr}/\rho)(1-g). \quad \text{Единица: м}^2\text{кг}^{-1}. \quad (1.27)$$

Массовый коэффициент поглощения энергии составных материалов зависит от тормозной способности вещества. Поэтому его оценку нельзя в принципе выполнить простым суммированием массовых коэффициентов поглощения составляющих атомов. Однако простое суммирование может дать удовлетворительные результаты если величина  $g$  достаточно мала.

Массовая тормозная способность,  $S/\rho$ , вещества для заряженных частиц есть отношение  $dE$  к  $\rho dl$ , где  $dE$  - энергия, потерянная заряженной частицей на пути  $dl$  с плотностью  $\rho$ :

$$\frac{S}{\rho} = \frac{dE}{\rho dl} . \text{ Единица: Дж м}^2 \text{ кг}^{-1} \text{ (Мэв см}^2 \text{ г}^{-1}\text{)}. \quad (1.28)$$

В скобках указывается часто используемая размерность вне системы СИ.

$S = dE/dl$  — линейная тормозная способность.

Массовая тормозная способность может быть выражена как сумма независимых компонент:

$$\frac{S}{\rho} = \frac{1}{\rho} \left( \frac{dE}{dl} \right)_{el} + \frac{1}{\rho} \left( \frac{dE}{dl} \right)_{rad} + \frac{1}{\rho} \left( \frac{dE}{dl} \right)_{nuc} , \quad (1.29)$$

где

$\frac{1}{\rho} \left( \frac{dE}{dl} \right)_{el} = \frac{1}{\rho} S_{el}$  — массовая электронная тормозная способность, обусловленная столкновениями с электронами,

$\frac{1}{\rho} \left( \frac{dE}{dl} \right)_{rad} = \frac{1}{\rho} S_{rad}$  — массовая тормозная способность, обусловленная эмиссией тормозного излучения заряженных частиц в электрических полях атомных ядер и атомных электронов.

$\frac{1}{\rho} \left( \frac{dE}{dl} \right)_{nuc} = \frac{1}{\rho} S_{nuc}$  — массовая тормозная способность, обусловленная упругими кулоновскими столкновениями, в которых энергия отдачи передаётся атомам.

При некоторых условиях следует учитывать потерю энергии в неупругих ядерных взаимодействиях, основываясь на формулах (18 - 25) для незаряженных частиц с учетом изменения энергии заряженными частицами, в процессе их прохождения через вещество, не ниже кулоновского барьера. При этом сечение неупругих взаимодействий следует использовать, очевидно, для заряженных частиц.

Линейная передача энергии или ограниченная линейная электронная тормозная способность,  $L_{\Delta}$ , вещества для заряженных частиц есть отношение  $dE_{\Delta}$  к  $dl$ , где  $dE_{\Delta}$  — потери энергии заряженными частицами, обусловленные столкновениями с электронами на пути  $dl$ , за вычетом кинетических энергий всех электронов, превышающих  $\Delta$ :

$$L_{\Delta} = \frac{dE_{\Delta}}{dl} , \quad \text{Единица: Дж м}^{-1} \text{ (кэВ мк}^{-1}\text{)}. \quad (1.30)$$

Линейную передачу энергии можно представить также следующей формулой:

$$L_{\Delta} = S_{el} - \frac{dE_{ke,\Delta}}{dl} , \quad (1.31)$$

где  $S_{el}$  - линейная электронная тормозная способность, а  $dE_{ke,\Delta}$  - сумма кинетических энергий больших чем  $\Delta$  всех электронов, образованных заряженной частицей на пути  $dl$ . При  $\Delta = 0$ ,  $L_0$ , — энергия, затрачиваемая на высвобождение электронов заряженной частицей (энергия связи электронов) т.е. не является кинетической энергией электронов.

Принято считать, что размеры критических структур клетки (объекты-мишени) имеют размеры, сравнимые с пробегом электронов энергии 100 эВ. Поэтому типичной величиной  $\Delta$  принимают энергию 100 эВ. Другой типичной величиной  $\Delta$  является неограниченная энергия ( $\infty$ ), которая используется экспериментаторами гораздо чаще по причине её более легкого нахождения в справочниках. Соответствующая ей величина  $L_{\Delta}$  называется неограниченной линейной передачей энергии —  $L_{\infty}$

Взаимосвязь приведенных величин описывается следующей формулой:

$$S_{el} = L_{\Delta} + \frac{dT_{ke,\Delta}}{dl} = L_0 + \frac{dE_{ke,0}}{dl} . \quad (1.32)$$

Средняя энергия ионообразования,  $W$ , есть отношение  $E$  к  $N$ , где  $N$  - среднее число пар ионов, образованных, когда начальная кинетическая энергия  $E$  заряженных частиц полностью расходуется в газе:

$$W = E/N . \quad \text{Единица: Дж (эВ)}. \quad (1.33)$$



Из определения следует, что в  $N$  включены также ионы, образованные тормозным излучением или другим вторичным излучением, испускаемым заряженными частицами. Типичные зависимости  $W$  от  $E$  представлены на рис. 1.3.

### 1.5. Величины и единицы дозиметрии для решения общих задач

Эффекты, вызываемые излучением в веществе, зависят от количественных характеристик поля излучения, которые представлены величинами, рассмотренными в разделе 1.3, и от степени взаимодействия излучения с веществом, которые характеризуются величинами, рассмотренными в разделе 1.4. Дозиметрические величины являются производными от величин, определенных в разделах 1.3 и 1.4. Тем не менее их определения строятся другим путем и прежде всего потому, что обычно их измеряют непосредственно.

Взаимодействие излучения с веществом можно представить состоящим из двух стадий: преобразование энергии и вклад энергии. В соответствии с этими стадиями будут представлены две группы дозиметрических величин.

Термин преобразование энергии относят к передаче энергии от ионизирующих частиц к вторичным ионизирующим частицам. Термин *керма* относят к кинетической энергии заряженных частиц, высвобожденных незаряженными частицами. Энергия, затрачиваемая на энергию связи, обычно мала и определением не учитывается. В дополнение к керме вводится величина называемая *сема*, которая определяет потерю энергии заряженными частицами в столкновениях с атомными электронами. В потерю энергии входит и потеря на преодоление связи электронов. Сема отличается от кермы по- мимо всего тем, что учитывает потерю энергии в столкновениях с атомными электронами входящих (в рассматриваемую массу вещества) заряженных частиц, в то время как керма учитывает переданную энергию, уносимую выходящими заряженными частицами из рассматриваемой массы.

#### 1.5.1. Величины, определяемые преобразованием энергии

*Керма* есть отношение  $dE_{tr}$  к  $dm$ , где  $dE_{tr}$  — сумма начальных кинетических энергий всех заряженных частиц, освобождаемых незаряженными ионизирующими частицами в веществе с массой  $dm$ :

$$K = dE_{tr}/dm. \text{ Единица: Дж кг}^{-1} \quad (1.34)$$

Специальным наименованием кермы является Грей:

$$1\text{Гр} = 1\text{Дж кг}^{-1}.$$

Величина  $dE_{tr}$  включает кинетическую энергию электронов Оже.

Керма - аббревиатура наименования величины: *kinetic energy released per unit mass*.

Можно показать, что для флюенса,  $\Phi$ , незаряженных частиц энергии  $E$ , керма  $K$  в определенном веществе находится с помощью следующей формулы:

$$K = \Phi E \mu_{tr}/\rho. \quad (1.35)$$

Керма на единичный флюенс,  $K / \Phi$ , называется *коэффициент кермы (удельная керма)* для незаряженных частиц с энергией  $E$  в веществе.

В случае спектра незаряженных частиц  $\Phi_E$ , керма вычисляется следующим образом:

$$K = \int \Phi_E E \frac{\mu_{tr}}{\rho} dE, \quad (1.36)$$

В расчетах кермы, основанных на известных значениях флюенса частиц, можно говорить, например, о воздушной керме в точке, находящейся внутри водного фантома. Керму используют для оценки поглощенной дозы в тех случаях, когда имеет место равновесие в среде между входящими в  $dm$  заряженными частицами и выходящими из него, а также можно пренебречь их тормозным излучением.

*Мощность кермы,  $\dot{K}$ , есть отношение  $dK$  к  $dt$ , где  $dK$  - приращение кермы за время  $dt$ :*

$$\dot{K} = \frac{dK}{dt} \quad \text{Единица: Дж кг}^{-1} \text{ с}^{-1} \text{ (Гр с}^{-1}\text{)}. \quad (37)$$

*Экспозиционная доза,  $X$ , есть отношение  $dQ$  к  $dm$ , где  $dQ$  — абсолютное значение полного заряда ионов одного знака, образованных в воздухе при условии, что все электроны и позитроны, образованные в объеме воздуха с массой  $dm$ , полностью тормозятся в воздухе:*

$$X = dQ/dm. \quad \text{Единица: Кл кг}^{-1} \quad (1.38)$$

Внесистемная единица экспозиционной дозы — рентген (Р):

$$1\text{Р} = 2,58 \cdot 10^{-4} \text{ Кл кг}^{-1}$$

Ионизация, производимая электронами Оже, включается в dQ. Ионизация, производимая фотонами тормозного излучения и в результате флюоресценции, не включается в dQ. За исключением этого отличия, существенного только при больших энергиях, экспозиционная доза является ионизационным эквивалентом воздушной кермы. Экспозиционная доза может быть выражена через энергетическое распределение флюенса фотонов  $\Phi_E$  и массовый коэффициент передачи энергии,  $\mu_{tr}/\rho$ , для воздуха:

$$X = \frac{e}{W} \int \Phi_E E \frac{\mu_{tr}}{\rho} (1 - g) dE, \quad (1.39)$$

где  $e$  -элементарный заряд. Для фотонов с энергией около 1МэВ или ниже, когда  $g$  достаточно мало, формула упрощается:

$$X = \frac{e}{W} K(1 - \bar{g}), \quad (1.40)$$

где  $K$  — воздушная керма первичных фотонов, а  $\bar{g}$  есть величина  $g$ , усредненная по распределению воздушной кермы в зависимости от энергии электронов.

Мощность экспозиционной дозы,  $\dot{X}$ , есть отношение  $dX$  к  $dt$ , где  $dX$  — приращение экспозиционной дозы за время  $dt$ :

$$\dot{X} = \frac{dX}{dt}. \text{ Единица: Кл кг}^{-1} \text{ с}^{-1}. \quad (1.41)$$

Внесистемная единица мощности экспозиционной дозы — рентген в секунду ( $\text{P c}^{-1}$ ).

**Сема,  $C$ .** есть отношение  $dE_c$  к  $dm$ , где  $dE_c$  — потери энергии заряженных частиц, за исключением вторичных электронов, в столкновении с электронами в веществе массой  $dm$ :

$$C = dE_c / dm. \quad \text{Единица: Дж кг}^{-1}(\text{Гр}). \quad (1.42)$$

Наименование сема есть аббревиатура converted energy per unit mass.

Сема может быть определена с помощью энергетического распределения флюенса заряженных частиц,  $\Phi_E$ . В это распределение не должны включаться вторичные электроны.

$$C = \int \Phi_E \frac{S_{el}}{\rho} dE = \int \Phi_E \frac{L_{\infty}}{\rho} dE. \quad (1.43)$$

Величина сема может быть использована как приближенная величина поглощенной дозы заряженных частиц. Такое имеет место в условиях равновесия вторичных электронов и пренебрежения радиационными потерями и упругими ядерными взаимодействиями.

### 1.5.2. Величины, определяемые вкладом энергии

Вклад энергии (energy deposit),  $\varepsilon_i$ , есть энергия вложенная (переданная) в одиночном взаимодействии,  $i$ :

$$\varepsilon_i = \varepsilon_{in} - \varepsilon_{out} + Q, \quad (1.44)$$

где  $\varepsilon_{in}$  — энергия падающей ионизирующей частицы (исключая энергию покоя),  $\varepsilon_{out}$  — сумма энергий всех ионизирующих частиц, покидающих точку взаимодействия (исключая энергию покоя),  $Q$  — изменение энергии покоя ядра и всех частиц, вовлеченных в взаимодействие ( $Q > 0$  : уменьшение энергии покоя;  $Q < 0$  : увеличение энергии покоя).

Единица: Дж (эВ).

Величина  $\varepsilon_i$  может считаться вкладом энергии в точке взаимодействия, которую называют точкой передачи, т.е. местонахождением где ионизирующая частица теряет кинетическую энергию. Квантово-механическая неопределенность этого местонахождения игнорируется.

Переданная энергия,  $\varepsilon$ , веществу в данном объеме есть сумма всех вкладов энергии в этом объеме:

$$\varepsilon = \sum_i \varepsilon_i. \quad \text{Единица: Дж (эВ)}. \quad (1.45)$$

Вклады энергии, по которым производится суммирование, могут принадлежать одному или более случаям. Термин случай относится к передачи энергии веществу статистически коррелированными частицами. Вклады энергии могут осуществляться статистически независимыми частицами.

Средняя переданная энергия,  $\bar{\varepsilon}$ , веществу в данном объеме равна энергии излучения,  $R_{in}$ , всех тех заряженных и незаряженных ионизирующих частиц, которые входят в объем, минус энергию

излучения,  $R_{out}$ , всех тех заряженных и незаряженных ионизирующих частиц, которые выходят из объема, плюс сумму,  $\sum Q$ , всех изменений энергии покоя ядер и элементарных частиц, которые происходят в данном объеме ( $Q > 0$  : уменьшение энергии покоя;  $Q < 0$  : увеличение энергии покоя):

$$\bar{\varepsilon} = R_{in} - R_{out} + \sum Q. \quad (1.46)$$

Линейная энергия,  $y$ , есть отношение  $\varepsilon_s$  к  $\bar{l}$ , где  $\varepsilon_s$  - переданная энергия веществу в данном объеме в одиночном случае, а  $\bar{l}$  - средняя длина хорды этого объема:

$$y = \varepsilon_s / \bar{l}. \quad \text{Единица: Дж м}^{-1}. \quad (1.47)$$

$\varepsilon_s$  — сумма вкладов энергии  $\varepsilon_i$  в объеме от одиночного случая и может быть выражена в эВ, а  $y$  в кэВ на мк.

Для выпуклого тела длина средней хорды равна  $4V/A$ , где  $V$  — объем, а  $A$  - площадь поверхности такого тела.

Полезно рассматривать распределение вероятностей для  $y$ . Функция распределения  $F(y)$  имеет смысл вероятности того, что линейная энергия равна или меньше  $y$ . Плотность вероятности  $f(y)$  есть производная от  $F(y)$  по  $y$ :

$$f(y) = dF(y)/dy. \quad (1.48)$$

Удельная (переданная) энергия,  $z$ , есть отношение  $\varepsilon$  к  $m$ , где  $\varepsilon$  — энергия переданная ионизирующим излучением веществу с массой  $m$ :

$$z = \varepsilon / m. \quad \text{Единица: Дж кг}^{-1} \text{ (Гр)}. \quad (1.49)$$

Удельная энергия может быть связана с одним или несколькими случаями (актами) передачи энергии. Функция распределения удельной энергии, переданной в отдельном акте, -  $F_1(z)$  является условной вероятностью того, что выделилась удельная энергия меньше или равная  $z$ , если произошел один акт. Плотность вероятности  $f_1(z)$  есть производная от  $F_1(z)$  по  $z$ :

$$f_1(z) = dF_1(z)/dz. \quad (1.50)$$

Смысл функции распределения  $F(z)$  есть вероятность того, что удельная энергия равна или меньше  $z$ . Плотность вероятности  $f(z)$  есть производная от  $F(z)$  по  $z$ :

$$f(z) = dF(z)/dz. \quad (1.51)$$

$f(z)$  содержит дискретный компонент (дельта функцию Дирака), характеризующий вероятность того, что при  $z=0$  передачи энергии нет.

Для выпуклых объемов  $y$  и приращение удельной энергии  $z$  в одиночном акте передачи энергии связаны соотношением

$$y = \rho A / 4z. \quad (1.52)$$

**Поглощенная доза,  $D$ , есть отношение  $d\bar{\varepsilon}$  к  $dm$  где  $d\bar{\varepsilon}$  - средняя энергия, переданная ионизирующим излучением массе  $dm$ :**

$$D = d\bar{\varepsilon} / dm. \quad \text{Единица: Дж кг}^{-1} \text{ (Гр)}. \quad (1.53)$$

Средняя удельная энергия

$$\bar{z} = \int_0^{\infty} z f(z) dz \quad (1.54)$$

является нестационарной величиной, которая может быть использована для альтернативного определения  $D$ :

$$D = \lim_{m \rightarrow 0} \bar{z}. \quad (1.55)$$

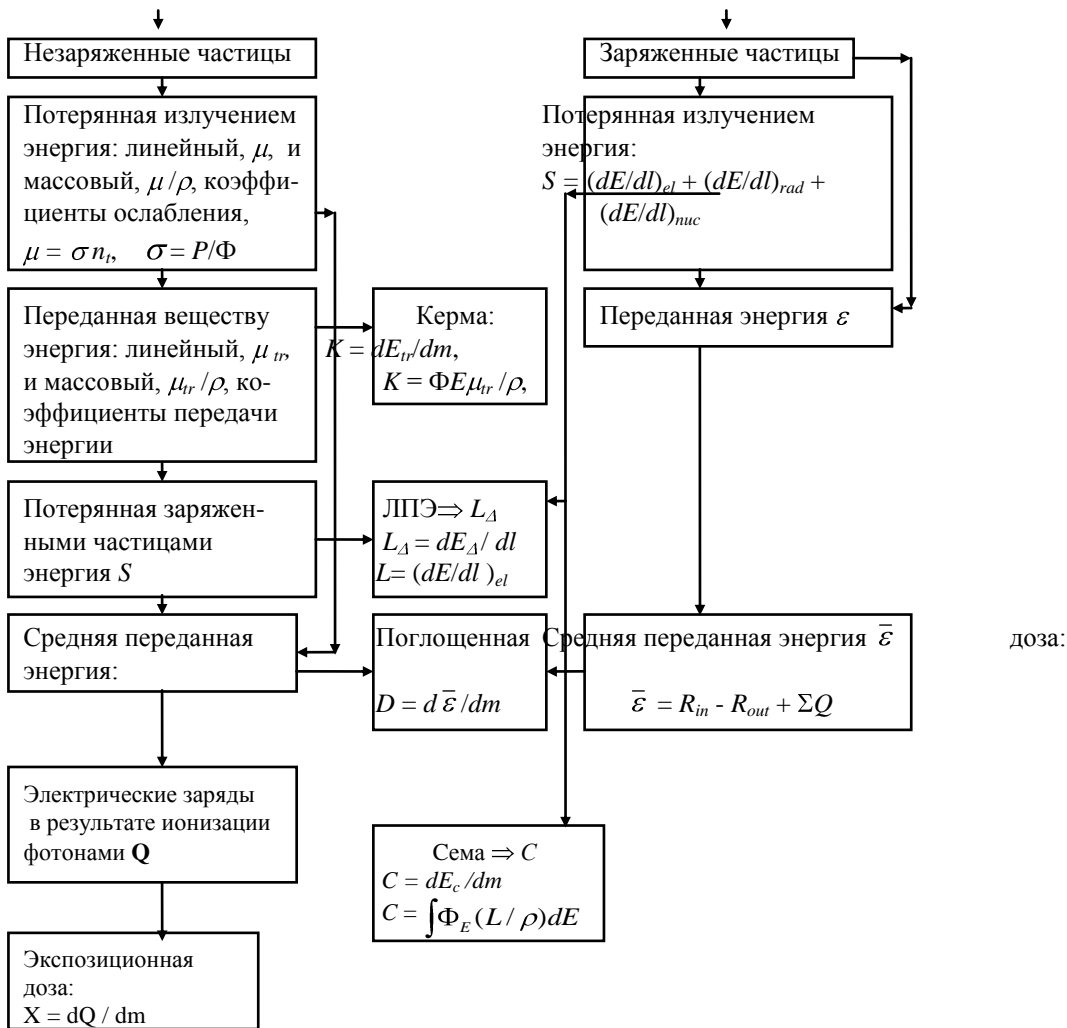
**Мощность поглощенной дозы есть отношение  $dD$  к  $dt$ , где  $dD$  - приращение поглощенной дозы за время  $dt$ :**

$$\dot{D} = \frac{dD}{dt} \quad \text{Единица: Дж кг}^{-1} \text{ с}^{-1} \quad \text{(Гр с}^{-1}\text{)}. \quad (1.56)$$

В заключение первой части приведем формирование базисных величин дозиметрии на следующей схеме:

Поле излучение: энергетическое распределение угловой мощности флюенса:

$$\dot{\Phi}_{\Omega, E} = d \dot{\Phi}_{\Omega} / dE = d^4 N / d\Omega dt dA dE$$



## 2. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ И МЕТОДЫ РАДИОМЕТРИИ И ДОЗИМЕТРИИ

### 2.1. Физические основы дозиметрии фотонов

#### 2.1.1. Преобразование энергии фотонов в веществе

Из всех возможных процессов взаимодействия фотонов с атомами (а их 12) лишь три можно считать основными для дозиметрии.

*Фотоэлектрическое поглощение (фотоэффект)* – процесс, при котором фотон, взаимодействуя с атомом как с целым, исчезает. Вместо фотона из атома вылетает электрон, а возбужденный атом переходит в основное состояние, испуская флуоресцентное излучение. Иногда снятие возбуждения атома (не только вследствие фотоэффекта) происходит в процессе непосредственной передачи энергии возбуждения одному из его внешних электронов, которые относят к электронам Оже.

Фотоэффект происходит в том случае, если энергия фотона  $h\nu$  превосходит энергию связи электрона  $E_i$  на оболочке  $i$ , с которым взаимодействует фотон. Баланс энергии при фотоэлектрическом поглощении имеет вид

$$h\nu = E_i + E_e, \quad (2.1) \text{ где } E_e \text{ — кинетическая энергия вылетевшего электрона.}$$

Вероятность взаимодействия фотона выше с тем электроном, который имеет большую энергию связи при условии выполнения (2.1). По этой причине около 80 % вероятности фотоэффекта приходится на электроны К-оболочки.

Поперечное сечение фотоэффекта  $\sigma_{\text{ф}}$  зависит от энергии фотона и атомного номера среды  $Z$  следующим образом:

$$\sigma_{\text{ф}} \sim Z^4 / (h\nu)^3 \text{ при малых } h\nu, \quad (2.2)$$

$$\sigma_{\text{ф}} \sim Z^5 / h\nu \text{ при больших } h\nu. \quad (2.3)$$

*Некогерентное рассеяние на слабосвязанном электроном (комpton эффект)* — процесс при котором фотон рассеивается атомным электроном, отрывая его от атома и передавая электрону часть своей энергии. В результате взаимодействия фотон энергии  $h\nu$  рассеивается электроном на угол  $\theta$  с энергией  $h\nu'$ . Уносимая при этом энергия электрона составляет

$$E_e = h\nu - h\nu' = h\nu \left[ 1 - \frac{1}{1 + \frac{h\nu}{m_0c^2}(1 - \cos\theta)} \right]. \quad (2.4)$$

Из формулы (2.4) видно, что максимальная потеря энергии фотона происходит при рассеянии назад ( $\theta = 180^\circ$ ), причем в любом случае при сколь угодно большой энергии фотона энергия рассеяного назад фотона не может превысить 0,255 МэВ.

Угол между направлением движения первичного и рассеяного фотонов может изменяться в пределах  $0 \leq \theta \leq 180^\circ$ , электрон отдачи может отклоняться от направления движения первичного фотона на угол  $\leq 90^\circ$ .

Дифференциальное сечение комптоновского рассеяния описывается формулой Клейна — Нишины — Тамма (см., например, [2]). Так как каждый электрон участвует в процессе рассеяния, то в расчете на один атом сечение некогерентного рассеяния на слабосвязанном электроном  $\sigma_k \sim Z$ .

*Образование пар* — процесс, при котором фотон в результате электромагнитного взаимодействия с ядром или одним из электронов атома превращается в электрон-позитронную пару. Пороговая энергия фотона для образования пар в поле ядра  $2m_0c^2 = 1,022$  МэВ, а в поле электрона —  $4m_0c^2 = 2,044$  МэВ.

Поперечное сечение образования пар  $\sigma_{\text{пн}}$  в поле ядра пропорционально  $Z^2$ , а в поле электронов  $\sigma_{\text{пн}} \sim Z$ . В случае  $h\nu > 100$  МэВ  $\sigma_{\text{п}}$  обратно пропорционально радиационной длине; при небольших энергиях  $\sigma_{\text{п}} \sim \ln(h\nu)$ .

Линейный коэффициент ослабления для трех основных процессов есть:

$$\mu = (\rho N_A / M)(\sigma_{\text{п}} + \sigma_{\text{к}} + \sigma_{\text{пн}}). \quad (2.5)$$

### 2.1.2. Электронное равновесие и его значение в дозиметрии

*Состояние взаимодействия фотонов с веществом, при котором вносимая в некоторый объем энергия освобожденных фотонами электронов равна энергии, уносимой электронами из того же объема, называется электронным равновесием.*

Определенное таким образом равновесное состояние может существовать в поле любого ионизирующего излучения; вторичными заряженными частицами при этом не обязательно будут электроны. Равновесие заряженных частиц наблюдается в данной точке среды в случае, если на расстоянии максимального пробега вторичных заряженных частиц во всех направлениях от данной точки и среда и поле заряженных частиц могут считаться однородными. В случаях не соблюдения этих условий говорят об относительном энергетическом равновесии. Поясним последнее, а также различие между кермой и поглощенной дозой на примере [3] (рис. 2.1.). Пусть на плоскую границу раздела двух полубесконечных однородных сред перпендикулярно падают незаряженные частицы. Тогда керма и поглощенная доза будут изменяться с изменением глубины от плоскости раздела так, как показано на рис. 2.1. Керма в первом приближении ослабляется экспоненциально, пропорционально флюенсу первичного излучения (линия К). Появление вторичных незаряженных частиц, что имеет место при больших энергиях первичного излучения, может несколько исказить экспоненту.

Поглощенную дозу  $D$  формируют вторичные заряженные частицы. Если слева от нуля на рис.2.1 вакуум, то поглощенная доза на границе формируется только вторичными заряженными частицами, испущенными или рассеянными назад; поэтому она мала. По мере накопления в среде вторичных заряженных частиц поглощенная доза возрастает по кривой между точками 3 — 4.

Если в среде слева уже освобождены вторичные заряженные частицы, то поглощенная доза будет возрастать медленнее (по кривой между точками 2 — 4) или даже убывать (по кривой между точками 1 — 4) в том случае, когда в среде слева вторичных заряженных частиц образуется больше, чем в среде справа. Таким образом, на участке от границы раздела сред до точки 4 поглощенная доза в среде одного и того же состава от одних и тех же незаряженных частиц может иметь разные

значения, больше или меньше кермы, в зависимости от условий до границы раздела. Ширина этого участка определяется пробегом вторичных заряженных частиц.

На кривой между точками 4 — 5 устанавливается относительное энергетическое равновесие между вторичными частицами, освобождаемыми первичным излучением и поглощающимися в среде. Здесь поглощенная доза уменьшается пропорционально флюенсу первичного излучения или его керме, но значение поглощенной дозы несколько больше, чем кермы. Причину этого поясняет рис. 2.2 [4]. Керма в слое на некоторой глубине  $l$  формируется вторичными частицами, освобожденными в этом слое, а поглощенная доза — частицами, освобожденными в соседних слоях.

Различие между кермой и поглощенной дозой в данной точке среды тем меньше, чем больше отношение длин свободного пробега частиц первичного излучения и пробега вторичных заряженных частиц и чем меньше анизотропия вторичного излучения.

В условиях относительного энергетического равновесия тканевая керма гамма-излучения кобальта-60 всего приблизительно на 0,5 % меньше поглощенной дозы.

При энергии нейтронов 10 МэВ толщина слоя воды или ткани, в котором устанавливается равновесие, составляет около 1 мм, а длина свободного пробега — около 10 см.

### 2.1.3. Эффективный атомный номер вещества

*Под эффективным атомным номером сложного вещества в дозиметрии понимают атомный номер такого условного простого вещества, для которого коэффициент передачи энергии излучения, рассчитанный на один электрон среды ( $\mu_{tr}/\rho n_{el}$ ), является таким же, как и для данного сложного вещества. Другими словами, для любых двух веществ, имеющих одинаковый эффективный номер, энергия излучения, переданная заряженным частицам в расчете на один электрон среды, должна быть одинакова при тождественных условиях облучения. Здесь  $n_{el}$  — число электронов в единицы массы сложного вещества:*

$$n_{el} = \sum_i p_i \frac{N_A}{A_i} Z_i \quad (2.6)$$

где  $p_i$  - массовая доля  $i$  - го простого вещества, входящего в состав сложного вещества;  $A_i$ ,  $Z_i$  - массовое число и атомный номер простых веществ.

### 2.1.4. Соотношение Брегга – Грея

Для дозиметрии фотонного излучения важно установить связь между переданной энергией в полости и окружающей ее стенке. Теоретическое рассмотрение проведено при следующих предположениях [5]:

- а) мощность флюенса энергии,  $d^2R/dadt$ , первичного излучения одинакова для любых двух точек рассматриваемой системы;
- б) линейные размеры газовой полости намного меньше пробега в газовой полости электронов, освобожденных фотонами;
- в) газовая полость для обеспечения в ней электронного равновесия должна быть окружена слоем твердого вещества, толщина которого больше (или равна) пробегу самых быстрых электронов в твердом веществе.

Исходя из указанных предположений и опуская промежуточные выводы, получили следующее соотношение:

$$\bar{\varepsilon}_{1,Z} = qWS_Z/S_g, \quad (2.7)$$

где  $\bar{\varepsilon}_{1,Z}$  — средняя энергия, переданная в единице объема твердого вещества вблизи полости,  $q$  — число пар ионов, образующихся в единице объема полости,  $S_Z/S_g$  — среднее значение отношения электронной тормозной способности твердого вещества и газа. Формула (2.7) называется формулой Брегга - Грея (В первоисточниках, например [5], вместо средней переданной энергии употребляется поглощенная энергия. Эта замена потребовалась после изменения в определении и пояснении поглощенной дозы [1]). Произведение  $qW$  в этой формуле равно средней энергии, переданной в единице объема полости  $\bar{\varepsilon}_{1,g}$ . В общем случае для любого наполнения полости и любого состава окружающего ее материала формула (2.7) имеет вид

$$\bar{\varepsilon}_{1,Z} = \bar{\varepsilon}_{1,g} S_Z/S_g \quad (2.8)$$

Таким образом, формула Брегга — Грея устанавливает связь между переданной энергией в полости и окружающей ее стенке.

### 2.1.5. Энергетическая зависимость чувствительности дозиметрических детекторов

Определим чувствительность детектора  $\eta$  как его отклик  $s$  на единицу измеряемой величины. Пусть  $\bar{\varepsilon}_{1,0}$  — переданная в единице объема образцового вещества энергия, которую необходимо измерять. Тогда чувствительность детектора

$$\eta = s / \bar{\varepsilon}_{1,0}. \quad (2.9)$$

Рассмотрим такой детектор, отклик которого характеризующий радиационно-индуцированные изменения в его чувствительной области, пропорционален переданной энергии в веществе стенки, окружающую чувствительную область. Типичный пример такого детектора — полостная ионизационная камера, в которой выполнены условия Брегга — Грея. Чувствительная область в данном случае — это газонаполненная полость, ионизация газа в которой и является мерой отклика детектора. Для неизменного состава излучения отклик пропорционален средней энергии, переданной в единице объема стенки около газовой полости  $\bar{\varepsilon}_{1,Z}$ :

$$s = c \bar{\varepsilon}_{1,Z}, \quad (2.10)$$

где  $c$  — постоянный коэффициент.

Упрощенная геометрия такого детектора представлена на рис. 2.3. Полагаем, что стенка плоская, а направленное однородное моноэнергетическое излучение, флюенс энергии которого  $\psi$ , распространяется в направлении нормали к этой стенке. Пусть общая толщина стенки равна  $h$ , а  $R$  — толщина примыкающей к полости части стенки, равная максимальному пробегу вторичных электронов, освобожденных фотонами. Это есть эффективная толщина стенки, электроны из которой могут попасть в чувствительную область и произвести ионизацию газа. Величина  $\bar{\varepsilon}_{1,Z}$  в данном случае есть средняя переданная энергия в единице объема стенки в пределах толщины  $R$ :

$$\bar{\varepsilon}_{1,Z} = \frac{1}{R} \int_0^R \Psi \exp(-\mu_Z r) \exp(-\mu_Z x) \mu_{tr,Z} dx, \quad (2.11)$$

где  $\mu_Z$  — линейный коэффициент ослабления излучения в материале стенки;  $\mu_{tr,Z}$  — линейный коэффициент передачи энергии в этом же материале, коэффициент  $g$  полагаем равным нулю.

Из формул (2.9) и (2.10) для чувствительности детектора можно записать

$$\eta = c \bar{\varepsilon}_{1,Z} / \bar{\varepsilon}_{1,0}. \quad (2.12)$$

Обозначим  $\mu_{tr,0}$  — линейный коэффициент передачи энергии излучения в образцовом веществе. Тогда переданная в единице объема образцового вещества энергия,  $\bar{\varepsilon}_{1,0} = \psi \mu_{tr,0}$  и, следовательно,

$$\psi = \bar{\varepsilon}_{1,0} / \mu_{tr,0}. \quad (2.13)$$

Подставив выражение флюенса энергии излучения из формулы (2.13) в формулу (2.11) и взяв интеграл, получим

$$\bar{\varepsilon}_{1,Z} = \bar{\varepsilon}_{1,0} \frac{\mu_{tr,Z}}{\mu_{tr,0}} \exp(-\mu_Z r) \frac{1 - \exp(-\mu_Z R)}{\mu_Z R}. \quad (2.14)$$

Произведем замену  $r = h - R$  (см. рис.2.3), подставим формулу (2.14) в формулу (2.12) и после несложных преобразований получим следующее выражение для чувствительности детектора:

$$\eta = c \frac{\mu_{tr,Z}}{\mu_{tr,0}} \exp(-\mu_Z h) \frac{\exp(\mu_Z R) - 1}{\mu_Z R}. \quad (2.15)$$

Три множителя в правой части (2.15), кроме коэффициента  $c$ , зависят от энергии фотонов, что и определяет энергетическую зависимость чувствительности детектора. Зависимость  $\mu_{tr,Z} / \mu_{tr,0}$  от энергии фотонов наиболее сильной оказывается в области низких энергий, при которых существенную роль играет фотоэффект. С ростом энергии фотонов уменьшается роль фотоэффекта по сравнению с комптон-эффектом. При наличии только комптон-эффекта отношение  $\mu_{tr,Z} / \mu_{tr,0}$  не зависит от энергии фотонов. При дальнейшем увеличении энергии фотонов одновременно могут происходить комптон-эффект и образование пар. В этих условиях зависимость отношения  $\mu_{tr,Z} / \mu_{tr,0}$  от энергии фотонов определяется эффективным атомным номером стенки камеры и образцового вещества по отношению к эффекту образования пар. Результат анализа отношения  $\mu_{tr,Z} / \mu_{tr,0}$  в зависимости от энергии фотонов схематично представлен на рис. 2.4; в качестве образцового вещества в этом случае выбран воздух ( $0 \rightarrow g$ ). Анализ формулы (2.15) в целом приводит к зависимостям чувствительности от энергии фотонов, представленных на рис. 2.5 и 2.6 для двух композиций веществ стенки ионизационной камеры и полости[5]. Эти результаты показывают, что

ошибки измерений поглощенной дозы фотонов ионизационными камерами могут быть достаточно велики. Для снижения ошибок требуется коррекция результатов с помощью данных об энергетическом распределении дозы излучения.

## 2.2 Ионизационные дозиметрические детекторы

В ионизационном дозиметрическом детекторе измеряют индуцированную излучением ионизацию. Типичными детекторами такого типа являются газонаполненная ионизационная камера и газоразрядный счетчик.

### 2.2.1. Вольтамперная характеристика ионизационной камеры

На рис. 2.7 схематически показана плоская токовая ионизационная камера, включенная в измерительную цепь.

Если в поле излучения с постоянной мощностью флюенса энергии в единице ионизационного объема между электродами камеры в единицу времени образуются  $\dot{q}$  пар ионов и все эти ионы под действием электрического поля достигают электродов, то ионизационный ток в установившемся режиме, или ток насыщения, будет равен

$$i_0 = \dot{q} eV, \quad (2.16)$$

где  $e$  - заряд одного иона, а  $V$  - ионизационный объем камеры.

Созданные излучением положительные и отрицательные ионы могут рекомбинировать между собой и в связи с этим выбывать из числа носителей зарядов, формирующих электрический ток. Часть ионов избегает рекомбинации в результате уноса их электрическим полем; эти ионы и формируют измеряемый ионизационный ток. По мере увеличения напряжения на камере растет сила электрического поля в ионизационном объеме и все большая часть ионов избегает рекомбинации, а ионизационный ток приближается к току насыщения. Скорость ионообразования, рекомбинация ионов, их перенос под действием электрического поля и в результате диффузии определяют вольтамперную характеристику ионизационной камеры, представленную на рис. 2.8.

Связь тока насыщения и мощности дозы следующая:

$$i_0 = eV\rho\dot{D}/W, \quad (2.17)$$

Отношение ионизационного тока в камере  $i$  к  $i_0$  называют эффективностью собирания ионов  $f$ :

$$f = i / i_0 \quad (2.18)$$

Существуют несколько приближенных формул для вольт-амперной характеристики. Одна из них следующая:

$$\begin{aligned} U = R_0 i(1 + cf) \quad f = (1/c)(\theta^1 - 1) \quad f < 0,6 \\ U = \frac{R_0 i}{\sqrt{1-f}} \quad f = 1 - \theta^2 \quad f > 0,94 \end{aligned} \quad (2.19)$$

Здесь  $U$  - разность потенциалов на электродах камеры,  $c$  - константа,  $\theta = R_0 / R$ ,  $R = U / i$  - сопротивление камеры,  $R_0 = \lim_{U \rightarrow 0} U / i$  - сопротивление камеры на начальном, омическом, участке вольт-амперной характеристики (начальное сопротивление). Вольт-амперная характеристика в системе координат  $\theta, f$  является универсальной характеристикой ионизационной камеры.

### 2.2.2 Закономерности ионизационных камер при непрерывном облучении

Из анализа вольт-амперной характеристики ионизационной камеры и формулы для эффективности собирания ионов [5] следует, что  $f$  уменьшается с ростом  $\dot{q}$ , но т.к. скорость ионообразования пропорциональна мощности дозы излучения, то при прочих неизменных условиях  $f$  уменьшается с ростом мощности дозы. При одновременном изменении  $\dot{q}$  и  $U$  эффективность собирания ионов остается постоянной, если не изменяется отношение  $\sqrt{\dot{q}} / U$ . Отсюда вывод: для поддержания заданного значения эффективности собирания ионов при изменении мощности дозы необходимо изменить напряжение на камере пропорционально  $\sqrt{\dot{D}}$ . Практически это условие может



оказаться принципиальным ограничением для обеспечения заданного значения  $f$  при больших значениях мощности дозы. Иногда приходится работать с камерами не в режиме насыщения. В таких случаях рекомендуется (с целью повышения точности) работать на начальном (омическом) участке вольт-амперной характеристики. Здесь ионизационный ток пропорционален напряжению и корню квадратному из мощности дозы или тока насыщения.

### 2.2.3 Закономерности ионизационных камер при импульсном облучении

Анализ процессов собирания ионов в ионизационной камере под действием импульсного излучения показывает:

- а) Для импульсного излучения, как и для непрерывного, при неизменной мощности ионизации эффективность собирания ионов будет тем выше, чем меньше расстояние между электродами и чем больше подвижность ионов и напряжение на камере. Можно получить  $f$  близкую к 100% в следствие большой подвижности ионов, применяя газы, не образующие отрицательных ионов (чистый аргон).
- б) Эффективность собирания ионов при импульсном облучении всегда меньше, чем при непрерывном. Такое изменение эффективности собирания ионов ограничивает возможность применения камер, проградуированных при непрерывном облучении, для дозиметрии импульсного излучения.
- в) При постоянном значении средней мощности дозы эффективность собирания ионов растет с увеличением частоты следования импульсов.
- г) Эффективность собирания ионов при импульсном облучении относительно непрерывного облучения падает с увеличением средней мощности дозы и с уменьшением частоты поступления импульсов.

### 2.2.4 Конденсаторные камеры

Камеры, принцип работы которых основан на разрядке емкости, называются конденсаторными. Емкость заряжается от внешнего источника. Напряжение источника и межэлектродное расстояние выбирается таким, чтобы эффективность собирания ионов была максимальной и близка к 1. При полном собирании ионов чувствительность камеры  $\Delta U/D$  составит

$$\Delta U/D = eV/cC, \quad (2.20)$$

где  $\Delta U$  - изменение разности потенциалов на электродах камеры,  $D$  - доза облучения,  $V$  - газовый объем камеры, в котором происходит ионизация,  $C$  - электрическая емкость камеры,  $k$  - постоянный коэффициент. Из формулы (2.20) следует, что чувствительность тем выше, чем больше объем камеры и чем меньше ее электрическая емкость. Конденсаторные камеры находят широкое применение в индивидуальных дозиметрах.

### 2.2.5 Полостные ионизационные камеры

*Полостными или наперстковыми камерами называются маленькие камеры, ионизационный объем которых окружен твердой стенкой.* Обычно стенка является одним из электродов камеры. Камеры, у которых стенки и газ имеют одинаковый атомный состав, называются гомогенными. При выполнении условий Брегга-Грея наперстковые камеры позволяют по измеряемому току насыщения определять поглощенную дозу в материале стенки и экспозиционную дозу, если камера гомогенная и воздухоэквивалентная.

При электронном равновесии

$$\dot{\varepsilon}_{1,a} = \mu_{tr,a} \dot{\varepsilon}_{1,Z} / \mu_{tr,Z}, \quad (2.21)$$

где  $\mu_{tr,a}$  и  $\mu_{tr,Z}$  - линейный коэффициент передачи энергии соответственно в воздухе и в веществе стенки камеры. На основании (2.7) с учетом (2.6) и (2.21) и имея ввиду, что  $i_0 = \dot{q} eV$ , а мощность дозы в воздухе равна  $\dot{D} = c \dot{\varepsilon}_{1,a}$ , получим

$$\dot{D} = c \frac{\mu_{tr,e,a} S_{e,Z}}{\mu_{tr,e,Z} S_{e,a}} \frac{W}{eV} i_0 \quad (2.22)$$

Величины  $\mu$  и  $S$  для воздуха ( $a$ ) и стенок камеры ( $Z$ ) приведены на один электрон ( $e$ ).

Чувствительность камеры по мощности дозы

$$\frac{i_0}{\dot{D}} = 1 / c \frac{\mu_{tr,e,a} S_{e,Z}}{\mu_{tr,e,Z} S_{e,a}} \frac{W}{eV} \quad (2.23)$$

Отношение тормозных способностей практически не зависит от энергии излучения, поэтому для воздухэквивалентной камеры

$$\frac{i_0}{\dot{D}} = \frac{eV}{cW} . \quad (2.24)$$

Коэффициент  $c$  определяется из условия, что при мощности экспозиционндозы 1Р/с заряд, образующийся в 1см<sup>3</sup> камеры в 1с, равен

$$(\dot{\mathcal{E}}_{1,a} e / W) = 3,33 \cdot 10^{-10} [\text{Клс}^{-1}\text{см}^{-3}] . \quad (2.25)$$

Отсюда

$$i_0 = 3,33 \cdot 10^{-10} V \dot{X} \quad (2.26)$$

$$\dot{X} = 3 \cdot 10^9 \frac{i_0}{V} . \quad (2.27)$$

Если наперстковую камеру поместить в поле излучения в вакууме и изучать зависимость ионизационного тока  $i$  от толщины стенок  $d$ , то соответствующая кривая будет иметь вид, представленный на рис. 2.9. При нулевой толщине стенки ток обусловлен только теми электронами, которые высвободились в газовом объеме, и имеет малую величину. По мере увеличения толщины стенок повышается вклад в ионизацию элетронов, освобожденных фотонами в материале стенки, и ток растет. Увеличение тока будет продолжаться до тех пор, пока толщина стенки не станет равной пробегу в материале стенки самых быстрых электронов, что обеспечивает электронное равновесие около ионизационного объема камеры; соответствующая толщина стенки  $d_0$  называется равновесной. При дальнейшем увеличении толщины стенки будет сказываться ослабление излучения и ток будет уменьшаться.

## 2.2.6 Газоразрядные счетчики

*Ионизационные детекторы, в которых используется принцип газового усиления называются газоразрядными счетчиками.* Основным параметром в этом случае является коэффициент газового усиления  $K$ , представляющий собой отношение количества ионов, пришедших на собирающий электрод, к общему числу первоначально образованных ионов. В режиме тока насыщения ионизационной камеры число образованных ионов не зависит от приложенной разности потенциалов и, следовательно,  $K = 1$ . В газоразрядных счетчиках  $K$  всегда больше единицы и в зависимости от приложенного напряжения и конструкции счетчика может достигать  $10^6$  —  $10^7$ . Таким образом наличие эффекта газового усиления резко увеличивает чувствительность газоразрядных счетчиков по сравнению с ионизационными камерами и позволяет регистрировать отдельные частицы. По конструктивному выполнению газоразрядные счетчики подразделяют на цилиндрические и торцовые. На рис. 2.10 показано схематическое изображение устройство и включение в измерительную цепь цилиндрического газоразрядного счетчика. Часто такой счетчик представляет собой цилиндр из нержавеющей стали (катод), внутри которого натянута нить толщиной 0,05 — 0,1 мм (анод).

Режим работы счетчика определяется приложенным к нему напряжением. В соответствии с этим различаются пропорциональные газоразрядные счетчики и счетчики Гейгера - Мюллера. На рис. 2.11 приведена зависимость амплитуды импульса от приложенного напряжения. Для сравнения показаны зависимости для  $\alpha$ - и  $\beta$ -частиц, сильно отличающихся плотностью ионизации. При небольших значениях приложенного напряжения счетчик работает в режиме ионизационной камеры.

При этом амплитуда импульса не зависит на участке насыщения от приложенного напряжения и определяется только числом пар ионов, образованной заряженной частицей в чувствительном объеме. Очевидно, что для  $\alpha$ -частицы, плотность ионизации которой  $10^4$  пар ионов на 1 см воздуха, амплитуда импульса на много больше амплитуды для  $\beta$ -частицы, плотность ионизации которой примерно 30 пар ионов на 1 см воздуха.

С дальнейшим ростом напряжения включается механизм газового усиления, вследствие чего амплитуда импульсов как для  $\alpha$ -, так и для  $\beta$ -частиц растет. При этом сохраняется пропорциональность между количеством импульсов и начальной ионизацией. Эту область называют пропорциональной областью, а счетчики, работающие в режиме пропорциональности, — *пропорциональными счетчиками*. Пропорциональные счетчики часто используют для характеристики регистрируемых частиц (их вида или энергии), основываясь на анализе амплитуды и формы импульса.

Дальнейшее повышение напряжения приводит к тому, что коэффициент газового усиления становится зависимым от количества ионов в лавине, причем он будет различным для частиц с разной плотностью ионизации. В результате нарушается параллельность вольт-амперных характеристик счетчика для частиц разных типов. Однако в этой области напряжений различие между числом пар ионов, создаваемых  $\alpha$ - и  $\beta$ -частицами, еще столь велико, что они достаточно легко идентифицируются. Эту область называют поэтому областью ограниченной пропорциональности.

За этой областью счетчик переходит в область самостоятельного разряда (область Гейгера), при котором создаваемый им импульс не зависит от начальной ионизации. В принципе, любая заряженная частица, попадающая в чувствительный объем счетчика, может вызвать самостоятельный разряд.

В процессе развития самостоятельного разряда счетчик нечувствителен к новым ионизирующим частицам и для его возврата в рабочее состояние разряд необходимо погасить. В настоящее время выпускаются самогасящие счетчики, разряд в которых гасят за счет использования внешней гасящей радиотехнической схемы. Если напряжение на счетчике повышать дальше, то наступит непрерывный разряд, который уже не связан с ионизацией. Счетчик в этом случае не пригоден к работе.

В результате внутренних процессов на некоторое время счетчик становится нечувствительным к очередной попадающей в него частице. Это время принято называть *мертвым временем* счетчика. Оно определяет одну из важных характеристик счетчика — его *разрешающую способность*, т.е. способность

зарегистрировать раздельно прохождение через чувствительный объем счетчика двух ионизирующих частиц, разделенных малым промежутком времени. Мертвое время счетчика приводит к просчетам, которые необходимо учитывать введением соответствующих поправок. Истинная скорость счета  $\dot{n}_0$  при  $\dot{n} t_m < 1$  может быть определена из соотношений

— в непрерывном поле излучения (со статистически распределенными частицами во времени):

$$\dot{n}_0 = \dot{n} / (1 - nt_m), \quad (2.28)$$

— в импульсном поле излучения (со статистически распределенными частицами в импульсе):

$$\dot{n}_0 = \dot{n} / (1 - (nt_m / fT)), \quad (2.29)$$

где  $\dot{n}$  — зарегистрированная скорость счета;  $t_m$  — мертвое время;  $f$  — частота следования импульсов поля излучения, а  $T$  — их длительность.

При очень высокой скорости образования пар ионов счетчик вообще не срабатывает.

Важным параметром газоразрядного счетчика является его *счетная характеристика*, представляющая собой зависимость скорости счета  $n$  от напряжения на счетчике при постоянной мощности флюенса энергии излучения и определенном пороге дискриминации регистрирующей системы. Порог чувствительности обычно соответствует началу области Гейгера  $U_g$ , поэтому на пересчетное устройство попадают лишь те импульсы, амплитуда которых превышает значение  $A_g$ . Счетная характеристика имеет участок 100 — 300 В, на котором скорость счета почти не изменяется с напряжением на счетчике. Это означает, что счетчик регистрирует все частицы, которые создают в его чувствительном объеме хотя бы одну пару ионов. Этот участок, называемый плато счетчика, является его рабочей областью.

Широкое использование газоразрядных счетчиков для регистрации ионизирующих излучений обусловлено их высокой чувствительностью, возможностью регистрации различных типов

излучений, большим выходным сигналом, простотой дозиметров и радиометров с этим типом детекторов и др.

Иногда газоразрядные счетчики используют для дозиметрии фотонов. Установим связь между скоростью счета и

мощностью поглощенной дозы фотонов в случае непревышения энергии фотонов порога фотоядерных реакций. В этом случае в определении поглощенной дозы (53) и (46) можно игнорировать изменениями энергии покоя ядер и элементарных частиц, которые учитываются слагаемым  $\Sigma Q$ . Формула для поглощенной дозы примет вид

$$\frac{d\bar{\varepsilon}}{dm} = \frac{d(R_{in} - R_{out})}{dm} = \frac{\mu_{en}}{\rho} \Psi = \frac{\mu_{en}}{\rho} h \bar{\nu} \Phi \quad (2.30)$$

где  $h \bar{\nu}$  — средняя энергия фотонов.

Для мощности поглощенной дозы получим

$$\dot{D} = \frac{\mu_{en}}{\rho} h \bar{\nu} \Phi = \frac{\mu_{en}}{\rho} h \bar{\nu} \frac{\dot{n}_0}{\eta_{\Phi}}, \quad (2.31)$$

где  $\eta_{\Phi}$  — чувствительность счетчика по флюенсу фотонов (число импульсов на единицу площади счетчика), которая определяется при облучении счетчика моноэнергетическими фотонами от образцовых радионуклидов. Выбор  $\mu_{en}$  для образцовой среды (воздух, ткань и т. д.) определит и чувствительность детектора для той же самой среды. Для чувствительности счетчика по мощности поглощенной дозы имеем

$$\eta_{\dot{D}} = \frac{\dot{n}_0}{\dot{D}} = \frac{\eta_{\Phi} \rho}{\mu_{en} h \bar{\nu}}. \quad (2.32)$$

В дозиметрии фотонов с помощью газоразрядных счетчиков зависимость их чувствительности от энергии играет большую роль и, по существу определяет их пригодность для этой цели.

Полностью избавиться от зависимости чувствительности от энергии не представляется возможным, однако использование специально подобранных многослойных фильтров позволяет добиться практически постоянной чувствительности по мощности флюенса энергии фотонов для некоторых бета-счетчиков в диапазоне энергий фотонов 0,09 —

2,5 МэВ.

### 2.3 Полупроводниковые дозиметрические детекторы

Полупроводниковый детектор является аналогом ионизационной камеры с твердотельным чувствительным объемом. Поглощенная энергия в единице объема полупроводника в 10 000 раз больше чем в газовой полости камеры. Высокая чувствительность при небольших размерах - основное преимущество полупроводниковых детекторов. **Вещества у которых ширина запрещенной зоны не превышает 2-3 эВ называют полупроводниками.** Зонная теория полупроводников изложена в дисциплине "Физика твердого тела".

Внедрение в полупроводник других атомов увеличивает его электропроводность, т.к. возрастает число носителей электрических зарядов ( $n$  - электронов,  $p$  - дырок). При ионизации атомов примеси приложенное к полупроводнику напряжение создает ток, полностью обусловленный электронами примеси. Такие примеси называют донорами. **Полупроводники с донорными примесями называют полупроводниками  $n$ -типа. Полупроводники с акцепторными примесями (увеличивают количество "дырок") называют полупроводниками  $p$ -типа.** Для дозиметрии пригодны полупроводники с  $p$ - $n$  и  $n$ - $p$  переходами, которыми называют область полупроводника, где происходит смена типа проводимости, с электронной на дырочную или наоборот.

Полупроводники в токовом режиме могут применяться для дозиметрии фотонов при мощности дозы свыше 20 мкГр  $\text{с}^{-1}$ . В импульсном режиме их дозовая чувствительность существенно выше (минимальное значение регистрируемой мощности дозы около 10 нГр  $\text{с}^{-1}$ ).

Зависимость дозовой чувствительности полупроводниково-вых детекторов от энергии фотонов зависит от типа и параметров детектора, уровня амплитудной дискриминации. Используя фильтрацию фотонов, добиваются заметного снижения зависимости чувствительности от их энергии.

Например, для детекторов на основе кремния ее удастся уменьшить до 10 % в диапазоне энергий фотонов 0,8 — 2 МэВ. В качестве основы дозиметрических полупроводниковых детекторов получили кремний и германий.

#### 2.4 Сцинтилляционный метод дозиметрии

Физическая основа сцинтилляционного метода — возбуждение и ионизация атомов и молекул вещества при прохождении через него заряженных частиц. Через короткое время они переходят в основное состояние, испуская световое излучение, спектр которого зависит от структуры энергетических уровней атомов и молекул вещества. Вспышка света может появиться также и при прохождении через сцинтиллятор незаряженных частиц за счет высвобождения ими вторичных заряженных частиц. При небольших энергиях в случае фотонов — за счет электронов отдачи и фотоэлектронов, а в случае нейтронов — за счет ядер отдачи или заряженных частиц, которые могут появиться в результате ядерных реакций с нейтронами. При высоких энергиях вторичные заряженные частицы регистрируются сцинтиллятором при их высвобождении нейтронами и фотонами как внутри сцинтиллятора, так и вне его.

Наиболее важными характеристиками сцинтилляторов являются следующие:

*Конверсионная эффективность*  $\eta_k$  — отношение энергии световых фотонов  $R_l$  к энергии заряженной частицы  $E$ , поглощенной в сцинтилляторе:

$$\eta_k = R_l / E \quad (2.33)$$

Значение  $\eta_k$  зависит от типа сцинтиллятора и изменяется в пределах от 0,01 до 0,3.

Из соотношения (2.33) можно определить число фотонов  $n_{\Phi}$ , испущенных сцинтиллятором. Принимая среднюю энергию фотона равной  $h\bar{\nu}_l$ , получим

$$n_{\Phi} = E\eta_k / h\bar{\nu}_l. \quad (2.34)$$

*Время высвечивания*  $\tau$  — среднее время жизни, которым характеризуются возбужденные состояния атомов. Это время характерно для каждого сцинтиллятора и колеблется в пределах  $10^{-9}$  —  $10^{-8}$  с. Временное распределение фотонов подчиняется закону

$$\dot{n}_{\Phi} = [n_{\Phi,0} \exp(-t / \tau)] / \tau, \quad (2.35)$$

где  $n_{\Phi,0}$  — общее число испущенных световых фотонов.

Сцинтилляторы классифицируются по ряду признаков.

Различают *органические* и *неорганические* сцинтилляторы. Органические сцинтилляторы представляют собой монокристаллы некоторых органических соединений — антрацена, стильбена, нафталина, толана. Антрацен обладает наибольшей конверсионной эффективностью ( $\eta_k \cong 0,04$ ) среди всех органических кристаллов, но очень чувствителен к резким изменениям температуры, которые приводят к потере свойств сцинтиллятора. Более устойчивым монокристаллом является стильбен. Он обладает очень малым временем высвечивания быстрой компоненты ( $\tau \cong 6 \cdot 10^{-9}$  с) и относительно высокой конверсионной эффективностью ( $\eta_k \cong 0,02$ ). Стильбен удобен при использовании со схемами разделения при регистрации частиц различных типов. Существуют жидкие и пластические органические сцинтилляторы.

Неорганические сцинтилляторы — это монокристаллы некоторых неорганических соединений  $NaI$ ,  $CsI$ ,  $KI$ ,  $LiI$ ,  $ZnS$  и др. При выращивании кристаллов в большинство из них вводятся специальные примеси (активаторы), которые увеличивают плотность центров люминисценции. Одним из лучших сцинтилляторов является  $NaI(Tl)$ . Кроме  $ZnS(Ag)$  он имеет самую высокую конверсионную эффективность; время высвечивания —  $2,5 \cdot 10^{-7}$  с.

Принципиальная схема сцинтилляционного детектора показана на рис. 2.12. Ионизирующее излучение, взаимодействуя с веществом сцинтиллятора 1, создает в нем вспышки света. Некоторая часть фотонов света через светопровод 2 попадает на фотокатод 3 фотоэлектронного умножителя (ФЭУ) и вырывает из него фотоэлектроны. Они проходят через фокусирующую диафрагму 4 и ускоряются электрическим полем, существующим между умножающими электродами (динодами) 5. Каждый ускоренный электрон, тормозясь в диноде, выбивает из него несколько вторичных электронов, которые благодаря специальной геометрии динода направляются на последующий динод. Таким образом, каждый электрон, поглощенный в сцинтилляторе, образует импульс тока в анодной цепи ФЭУ.

В зависимости от измеряемой величины (среднее значение анодного тока или скорость счета импульсов тока) различают токовый и счетный режимы сцинтилляционного детектора.

Остановимся на токовом режиме сцинтилляционного детектора, имея в виду его использование для дозиметрии.

Средний ток на аноде ФЭУ,  $i_a$ , можно рассчитать, используя формулу (2.34)

$$i_a = i_k M = \dot{n}_\phi g e M = e \eta_k \dot{E} g M / h \bar{\nu}_l, \quad (2.36)$$

где  $g$  — число фотоэлектронов на один испущенный световой фотон,  $M$  — коэффициент умножения ФЭУ, равный отношению  $i_a / i_k$ ,  $i_k$  — средний ток из катода, а число фотонов и поглощенная энергия указаны в единицу времени.

Пусть на торцовую поверхность цилиндрического сцинтиллятора с площадью торца  $a$  и высотой  $h$  нормально падает пучок фотонов с мощностью флюенса энергии  $\dot{\Psi}$ . Тогда средняя переданная в единицу времени энергия  $\dot{\varepsilon}$

$$\dot{\varepsilon} = \int_0^h \dot{\Psi} a \exp(-\mu x) \mu_{en} dx = \frac{\dot{\Psi} a \mu_{en}}{\mu} [1 - \exp(-\mu h)], \quad (2.37)$$

где интегрирование проведено по высоте сцинтиллятора в предположении, что энергетический состав фотонов существенно не изменяется; коэффициенты ослабления относятся к материалу сцинтиллятора.

Из (2.30) и (2.31) следует для воздуха ( $a$ )

$$\dot{D} = \dot{\Psi} \mu_{en,a} / \rho_a. \quad (2.38)$$

Решая совместно уравнения (2.36) и (2.37), при этом заменяя, по-существу,  $\dot{E}$  на  $\dot{\varepsilon}$ , а также учтя соотношения (2.34), получим выражение, определяющее энергетическую зависимость чувствительности сцинтилляционного дозиметра, работающего в токовом режиме:

$$\frac{i_a}{\dot{D}} = \frac{egMV\rho_a\eta_k}{h\bar{\nu}} \cdot \frac{1 - \exp(-\mu h)}{\mu h} \cdot \frac{\mu_{en}}{\mu_{en,a}}, \quad (2.39)$$

где  $V$  — объем сцинтиллятора,  $\rho_a$  — плотность воздуха, а  $\mu_{en,a}$  — линейный коэффициент поглощения энергии в воздухе.

Если  $\eta_k$  принять не зависящим от энергии первичного излучения, то всю первую группу сомножителей можно обозначить константой  $c$  и зависимость чувствительности от энергии будет определяться остальными сомножителями. Эта зависимость будет отсутствовать для тонких ( $\mu h \ll 1$ ) и воздухозэквивалентных сцинтилляторов, т.к. отношение линейных коэффициентов поглощения в сцинтилляторе и в воздухе не будет зависеть от энергии. С ростом толщины сцинтиллятора будет увеличиваться и зависимость от энергии, особенно в низкоэнергетической области первичных фотонов. Так, с уменьшением энергии фотонов ниже 100 кэВ чувствительность дозиметрического детектора с органическим сцинтиллятором может изменяться на десятки процентов, что делает его практически непригодным для использования.

Снижение энергетической зависимости чувствительности можно добиться, используя комбинированный сцинтиллятор, в котором применяется органический кристалл, покрытый тонким слоем тяжелого неорганического сцинтиллятора. При удачном подборе параметров органического и неорганического сцинтилляторов можно обеспечить практическое отсутствие зависимости чувствительности от энергии вплоть до нескольких десятков килоэлектрон-вольт.

### 2.5 Люминисцентные методы дозиметрии

Под люминисцентными методами будем иметь ввиду методы, основанные только на радиофотолюминисценции и радиотермолюминисценции. Сущность метода заключается в том, что образованные в люминофоре под действием ионизирующего излучения носители заряда (электроны и дырки) локализуются в центрах захвата, в результате чего происходит накопление поглощенной энергии, которая может быть затем освобождена при дополнительном возбуждении. Дополнительное возбуждение может быть вызвано либо освещением люминофора ультрафиолетовым излучением определенной длины волны (радиофотолюминисценция), либо нагревом (радиотермолюминисценция или просто — термолюминисценция). Наблюдаемые при этом оптические эффекты могут служить мерой поглощения энергии.

*Радиофотолуминисценция* (РФЛ). В качестве люминофоров, представляющих интерес для дозиметрии, можно указать щелочно-галогенные соединения ( $NaCl$ ,  $LiF$  и т.п.), обладающие кристаллической структурой. В чистом щелочно-галогенном кристалле поглощение ионизирующего излучения сопровождается образованием центров, концентрация которых пропорциональна дозе, которая может быть определена либо путем измерения поглощения света, либо путем измерения люминисценции.

Однако по ряду причин создание дозиметрических систем на основе чистых щелочно-галогенных соединений оказывается невозможным. Эта задача может быть решена путем введения в щелочно-галогенные соединения соответствующих химических добавок. В частности, ионы серебра  $Ag^+$  существенно улучшают люминисцентные свойства кристаллов.

Более подходящими для дозиметрии оказались, однако, фосфатные стекла, активированные серебром. Диапазон измеряемых доз для них составляет  $5 \cdot 10^{-4}$  — 10 Гр. Для снятия РФЛ стекла прогревают при температуре до  $400^\circ C$  в течении 30 мин. Зависимость чувствительности от энергии фотонов при использовании компенсирующих фильтров составляет  $\pm 20\%$  в диапазоне энергий фотонов 0,04 — 3 МэВ.

*Радиотермолуминисценцией* (РТЛ) называется такой процесс, при котором накопленная в кристалле энергия ионизирующего излучения преобразуется в энергию флюоресценции под действием теплового возбуждения.

Кратко механизм РТЛ состоит в следующем. Ионизирующее излучение воздействует на кристалл, активированный серебром, и освобождает электрон, который захватывается ловушкой с образованием F - центра (рис. 2.13 ). Образовавшаяся дырка оказывается связанной с ионами серебра  $Ag^+$ .

Последующий нагрев кристалла освобождает электрон из ловушки и переводит его в зону проводимости (переход 1). Далее электрон рекомбинирует с дыркой (переход 2), что приводит к возбуждению активатора  $Ag^+$ . Возбужденный ион  $Ag^{+*}$  переходит в основное состояние с испусканием характеристической люминисценции (переход 3).

Измерение дозы термолуминесцентным дозиметром (ТЛД) состоит в том, что облученный дозиметр нагревается и в процессе нагрева измеряется энергия люминисценции или ее мощность.

Важной характеристикой ТЛД является *кривая термовысвечивания*, представляющая собой зависимость мощности энергии люминисценции от времени нагрева люминофора или его температуры (рис. 2.14 ). Кривая может иметь один или несколько пиков, которые соответствуют ловушкам с различной глубиной расположения по отношению к зоне проводимости.

Мерой количества излучения, например поглощенной дозы, служит выделившаяся в процессе нагрева полная светосумма, пропорциональная площади под кривой термовысвечивания (интегральный метод), или амплитуда,  $A_i$ , выбранного рабочего термопика (пиковый метод).

$$D = A_i / \eta_k, \quad (2.40)$$

где  $\eta_k$  — дозовая чувствительность ТЛД, определяемая с помощью эталонного источника при калибровке детектора

$$\eta_k = A_{i,k} / D_k, \quad (2.41)$$

где  $D_k$  — известная доза от калибровочного источника, а  $A_{i,k}$  — амплитуда выбранного для работы пика кривой термовысвечивания, соответствующего калибровочной дозе. Формулами (2.40) и (2.41) можно пользоваться в пределах прямолинейной зависимости амплитуды, выбранного пика, от дозы, которая имеет место на протяжении нескольких порядков указанных величин.

В практической дозиметрии наибольшее распространение получили термолюминофоры: фтористый литий, фтористый кальций и термолуминесцентные стекла. Пределы измерения этими детекторами поглощенной дозы составляют  $10^{-4}$  —  $10^6$  Гр. Наименьшей зависимостью чувствительности по поглощенной дозе от энергии фотонов обладает фтористый литий. Потеря накопленной информации от времени хранения ее — незначительна.

## 2.6. Фотографический метод дозиметрии фотонов

Фотографический метод измерения дозы фотонов основан на их воздействии на чувствительный слой рентгеновской пленки. В этом слое желатины равномерно распределены мелкие (0,1 — 1 мкм) кристаллы галоидного серебра ( $AgBr$  или  $AgCl$ ). Под воздействием электронов, высвобожденных фотонами из окружающего чувствительный слой вещества, а также (в меньшей степени из самого слоя), в кристаллах образуются центры проявления, состоящие из групп атомов металлического

серебра. Совокупность этих центров создает скрытое изображение. В процессе проявления пленки происходит восстановление металлического серебра в тех кристаллах, в которых образовались центры скрытого изображения, что приводит к почернению пленки. Последующее закрепление (фиксирование) выводит из чувствительного слоя пленки остатки невосстановленного серебра и она становится нечувствительной к излучению.

Степень почернения пленки характеризуется оптической плотностью почернения,  $S_l$ , под которой понимают величину

$$S_l = \lg(\dot{\Psi}_{0,l} / \dot{\Psi}_l), \quad (2.42)$$

где  $\dot{\Psi}_{0,l}$  — мощность флюенса видимого света, падающего на пленку;  $\dot{\Psi}_l$  — мощность флюенса видимого света, прошедшего через пленку.

Плотность почернения, с которой приходится встречаться на практике, не превышает трех единиц. Ее измеряют с помощью денситометров, которые обычно градуируют в пределах от нуля до трех. Плотность почернения рентгеновских пленок в некоторых пределах прямо пропорциональна керме в воде или поглощенной дозе в воздухе.

Так как чувствительный слой пленки, а также окружающие ее вещества (например, кассета дозиметра) не воздухоеквивалентны, то плотность почернения пленки при одинаковых значениях дозы будет зависеть от энергии фотонов. Это видно, например, из выражения для чувствительности пленки в кассете по дозе в воздухе,  $D_a$ :

$$\frac{S}{D_a} = c \frac{\mu_{en,z}}{\mu_{en,a}}, \quad (2.43)$$

где  $c$  — коэффициент пропорциональности, не зависящий от энергии фотонов, а  $\mu_{en,z}$  и  $\mu_{en,a}$  — линейные коэффициенты поглощения фотонов в пленке и окружающем ее веществе (с толщиной равной пробегу самых длиннопребывающих электронов, высвобожденных фотонами), и в воздухе, соответственно.

Для снижения зависимости чувствительности от энергии применяют корректирующие фильтры из тяжелых и легких материалов, что позволяет снизить зависимость в диапазоне энергий фотонов 0,03 — 3 МэВ до 20 %. Определение дозы осуществляют с помощью калибровочной зависимости  $S_l$  от  $D$ .

## 2.7 Дозиметрия нейтронов и тяжелых заряженных частиц 2.7.1 Преобразование энергии нейтронов в веществе

Процессы взаимодействия нейтронов с веществом определяются как энергией нейтронов, так и атомным составом среды, через которую они проходят. Наиболее часто различают следующие группы нейтронов в зависимости от их энергии:

*тепловые* нейтроны, находящиеся в термическом термодинамическом равновесии с рассеивающими атомами окружающей среды и имеющие приближенно максвелловское распределение мощности флюенса нейтронов по энергии; наиболее вероятная энергия таких нейтронов при комнатной температуре равна 0,025эВ;

*промежуточные* нейтроны, энергия которых простирается до 200 кэВ;

*быстрые* нейтроны — нейтроны с энергиями от 200 кэВ до 20 МэВ;

*сверхбыстрые* нейтроны (нейтроны высоких энергий, релятивистские нейтроны) — нейтроны с энергией более 20 МэВ.

В современных официальных документах выделены только тепловые нейтроны.

Преобразование энергии нейтронов происходит в элементарных актах взаимодействия с ядрами атомов поглощающего вещества. При взаимодействии нейтронов с ядрами могут наблюдаться: упругое рассеяние, неупругое рассеяние, радиационный захват, расщепление с вылетом заряженных частиц, деление ядер. Вероятность того или иного процесса зависит как от энергии нейтронов, так и от вида ядер, с которыми они взаимодействуют.

В процессе упругого рассеяния нейтрон меняет свое направление, а часть его кинетической энергии передается ядру отдачи. При неупругом рассеянии ядро отдачи оказывается в возбужденном состоянии, из которого оно обычно переходит в нормальное состояние, испуская гамма-квант. Так



как неупругое рассеяние возможно только при энергии нейтронов, большей энергии возбуждения ядра, этот процесс имеет практическое значение только для быстрых нейтронов. Упругое рассеяние нейтронов происходит при любой энергии и является наиболее эффективным процессом в понижении энергии нейтронов до тепловой.

В элементарном акте упругого рассеяния ядро отдачи получает энергию

$$E = \frac{4Mm}{(M+m)^2} E_0 \cos^2 \theta, \quad (2.44)$$

где  $M$  — масса ядра;  $m$  — масса нейтрона;  $\theta$  — угол между первоначальным направлением нейтрона и направлением движения ядра отдачи в лабораторной системе координат;  $E_0$  — начальная энергия нейтрона. Средняя энергия, передаваемая ядрам отдачи при упругом рассеянии:

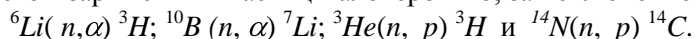
$$\bar{E} = \frac{2Mm}{(M+m)^2} E_0 = \frac{2A_i}{(1+A_i)^2} E_0, \quad (2.45)$$

где  $A_i$  — относительная атомная масса ядер типа  $i$ , на которых происходит рассеяние.

Из формул (2.44) и (2.45) видно, что чем легче ядра поглощающей среды, тем большую долю энергии теряют нейтроны в процессе упругого рассеяния. Первоначально моноэнергетический пучок нейтронов, попадая в поглощающую среду, в результате столкновений нейтронов с ядрами приобретает непрерывный спектр; наибольшее число нейтронов будет в области низких энергий.

Радиационный захват — характерный вид взаимодействия тепловых и, отчасти, промежуточных нейтронов — заключается в захвате ядром нейтрона с испусканием гамма-кванта. Испускаемое гамма-излучение при радиационном захвате имеет обычно энергию порядка миллиона электрон-вольт. Радиационный захват может происходить на ядрах почти всех элементов.

В процессе взаимодействия с вылетом заряженных частиц нейтрон в интервале энергий от нескольких МэВ до приблизительно 20 МэВ захватывается ядром и испускаются, в так называемом процессе испарения, заряженные частицы, такие как  $p$ ,  $d$ ,  $\alpha$  и т. п. а также, иногда, вторичные нейтроны. При энергии первичного нейтрона более 20 МэВ процессу испарения предшествует стадия прямого выбивания частиц из ядра. Для промежуточных и тепловых нейтронов расщепление с вылетом заряженных частиц маловероятно, за исключением четырех случаев:



Заряженные частицы и ядра отдачи, образующиеся при взаимодействии нейтронов с энергиями менее 100 МэВ, легко поглощаются средой. Образующиеся при радиационном захвате гамма-кванты, напротив, легко проникают через вещество и могут выйти из поглощающей среды без существенного ослабления. Рассеянные нейтроны и вторичные нейтроны, возникающие в расщеплениях, также могут выйти из ограниченной области поглотителя, не полностью растратив свою энергию.

Формирование дозы в ткани человека основано на решении уравнения переноса нейтронов и вторичных частиц, поэтому ограничимся, для ориентировки и примера, частным случаем оценки дозы от ядер отдачи, возникающих при взаимодействии моноэнергетических нейтронов с энергией менее 20 МэВ. В этом случае ядра отдачи имеют небольшой пробег и можно считать, что они поглощаются в месте своего возникновения. Это дает основание записать для дозы  $D$  и кермы  $K$

$$D \cong K = \Phi \sum_i n_i \sigma_i \bar{E}_i, \quad (2.46)$$

где  $\Phi$  — флюенс нейтронов,  $n_i$  — концентрация ядер типа  $i$  в ткани;  $\sigma_i$  — сечение рассеяния на ядрах типа  $i$ ;  $\bar{E}_i$  — средняя энергия, передаваемая ядру типа  $i$  в одном акте рассеяния.

### 2.7.2 Дозиметрия быстрых нейтронов с помощью ионизационных камер

Применение ионизационных камер для измерения дозы нейтронов основано на их способности в процессе взаимодействия с веществом камеры высвобождать заряженные частицы и, в частности, ядра отдачи, способные производить ионизацию в газовой полости камеры. Удобно использовать маленькие тканезквивалентные ионизационные камеры, к которым применимо соотношение Брэгга—Грея (2.7). Условия для применимости (2.7) в случае облучения таких камер нейтронами следующие: а) мощность флюенса энергии,  $d^2R/dadt$ , нейтронов одинакова для любых двух точек камеры;

б) линейные размеры газовой полости намного меньше пробега в газовой полости тяжелых заряженных частиц, освобожденных нейтронами; в) газовая полость для обеспечения в ней равновесия заряженных частиц должна быть окружена слоем твердого вещества, толщина которого больше (или равна) пробегу самых быстрых тяжелых заряженных частиц в твердом веществе.

При выполнении этих условий, а также полагая отсутствие изменений в энергии покоя ядер и элементарных частиц (см. (1.46)), при взаимодействии нейтронов в тканеэквивалентной камере, для поглощенной дозы нейтронов можно записать

$$D = \frac{\bar{\varepsilon}_{1,Z}}{\rho_Z} = \frac{W}{\rho_g} q, \quad (2.47)$$

где  $\rho_Z$  и  $\rho_g$  — плотность тканеэквивалентных стенки и газа ионизационной камеры,  $q$  — число пар ионов, образующихся в единице объема полости, а  $W$  — средняя энергия ионообразования тяжелыми заряженными частицами.

Нейтроны практически всегда сопровождаются гамма-излучением, которое вносит вклад в  $q$ . Этот вклад можно приблизительно измерить с помощью ионизационной камеры, стенки которой выполнены из графита толщиной равной толщине (выраженной в г/см<sup>2</sup>) тканеэквивалентной камеры. Чувствительные объемы полостей камер должны быть равны, а полость графитовой камеры заполнена углекислым газом или другим газом (близким по составу к графиту), в котором отсутствует водород — компонент тканеэквивалентного газа, конвертирующий, в основном, энергию нейтронов в керму и затем в поглощенную дозу. Для снижения вклада в ионизацию газа ядер отдачи в графитовой камере следует снизить на ее электродах напряжение до величины  $U_\gamma$ , соответствующему 95 — 100 % тока насыщения при облучении камеры только гамма-излучением с мощностью дозы приблизительно равному измеряемому. Измеренное в исследуемом поле нейтронов графитовой камерой при напряжении  $U_\gamma$  значение  $q_\gamma$  следует вычесть из  $q$ , как вклад гамма-излучения в исследуемом поле в показание тканеэквивалентной камеры для получения дозы нейтронов согласно (2.45).

### 2.7.3. Применение пропорциональных счетчиков для дозиметрии быстрых нейтронов

Наиболее подходящим для целей дозиметрии является пропорциональный счетчик с тканеэквивалентными стенками и тканеэквивалентным газом с постоянным коэффициентом газового усиления. Измеряется сумма амплитуд импульсов, которая пропорциональна полной ионизации в газовом объеме счетчика. В соответствии с соотношением (2.7) энергия, поглощаемая в единице объема стенки

$$\bar{\varepsilon}_1 \cong \frac{\rho}{\rho_g V} \sum_{i=1}^N q_i W_i, \quad (2.48) \text{ где суммирование происходит по}$$

всем ( $N$ ) частицам, попавшим в газовый объем счетчика;  $q_i$  — число пар ионов, создаваемых в газовом объеме  $V$   $i$ -ой частицей, а  $\rho$  и  $\rho_g$  — плотность стенки, равной 1 кг/м<sup>3</sup>, и плотность газа соответственно (их отношение заменило в (2.7) отношение тормозной способности твердого вещества и газа в силу одинакового состава стенки и газа).

Для поглощенной дозы в тканеэквивалентном веществе при гомогенном материале стенки имеем

$$D = \frac{\bar{\varepsilon}_1}{\rho} = \frac{1}{\rho_g V} \sum_{i=1}^N q_i W_i. \quad (2.49)$$

Амплитуда электрического импульса, обусловленного  $i$ -ой частицей, есть

$$U_i = ckq_i, \quad (2.50) \text{ где } c \text{ — константа, а } k \text{ —}$$

коэффициент газового усиления.

Полагая, что  $W_i = W$  — величина постоянная, получаем

$$D = \frac{W}{\rho_g Vck} \sum_{i=1}^N U_i. \quad (2.51)$$

Таким образом, сумма амплитуд импульсов, возникающих в тканеэквивалентном пропорциональном счетчике, однозначно определяет дозу в ткани.

### 2.7.4. Активационный метод дозиметрии нейтронов

Принцип метода основан на измерении количества радиоактивных ядер,  $N$ , содержащихся в веществе детектора в результате его облучения нейтронами, или их активности  $A$ .

При облучении детектора изменение в единицу времени числа радиоактивных ядер определенного сорта в процессе их образования (первый член уравнения (2.52) после знака равенства) и распада ( $\lambda N$ ) описывается уравнением

$$dN/dt = n \int \dot{\Phi}_E \sigma(E) dE - \lambda N, \quad (2.52)$$

где  $n$  — число ядер данного нуклида в детекторе,  $\sigma(E)$  — сечение активации для нейтронов с энергией  $E$ . Уравнение (2.52) справедливо при условии, что число стабильных ядер активационного детектора остается неизменным и облучаются они равномерно; сам детектор не влияет на нейтронный поток.

Решение уравнения (2.52) дает

$$\lambda N_t = \left[ - \exp(-\lambda t) \right] \bar{n} \int_{E_1}^{E_2} \dot{\Phi}_E \sigma(E) dE, \quad (2.53)$$

где  $N_t$  - число радиоактивных ядер в детекторе при облучении его в течение времени  $t$ . Пределы интегрирования  $E_1$  и  $E_2$  соответствуют нижней и верхней границам энергий в спектре нейтронов.

При измерении активность детектора  $A_{t,\tau}$  спустя время  $\tau$  после конца облучения будет

$$A_{t,\tau} = \lambda N_t \exp(-\lambda \tau). \quad (2.54)$$

Имея набор активационных детекторов с различными зависимостями сечений активации от энергии нейтронов и различными порогами реакций активации, можно получить систему уравнений типа (2.53). Решая эту систему относительно  $\dot{\Phi}_E$ , можно с помощью таблиц или рисунков из соответствующих справочников получить необходимые дозиметрические величины (керму, дозу), или оценить их с помощью формул (1.36) и (2.46).

При определенных условиях дозу или керму можно оценить с помощью известных форм спектров нейтронов для их различных групп от  $E_1$  до  $E_2$ , используя формулу (2.53).

Для указанных выше величин  $A$  и  $\lambda$  следует привести определения в соответствии с современными рекомендациями Международной комиссии по радиационным единицам и измерениям (доклад 60, 1998 г):

*Активность  $A$  некоторого количества радиоактивного нуклида, находящегося в данный момент времени в определенном энергетическом состоянии есть отношение  $dN$  к  $dt$ , где  $dN$  есть (ожидаемое) значение числа спонтанных ядерных переходов из этого энергетического состояния за время  $dt$ :*

$$A = dN/dt \quad \text{Единица: } \text{с}^{-1}. \quad (2.55)$$

Единица активности имеет специальное наименование *беккерель* (Бк)

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

*Постоянная распада, радиоактивного нуклида,  $\lambda$ , в определенном энергетическом состоянии есть отношение  $dP$  к  $dt$ , где  $dP$  есть вероятность спонтанного ядерного перехода данного ядра из этого энергетического состояния за время  $dt$ :*

$$\lambda = dP/dt. \quad \text{Единица: } \text{с}^{-1}. \quad (2.56)$$

Величину  $\ln 2/\lambda$  обычно называют периодом полураспада  $T_{1/2}$  радиоактивного нуклида. Это время, в течение которого активность некоторого количества радиоактивного нуклида уменьшается до половины ее начального значения, если отсутствуют источники образования этого радиоактивного нуклида.

Из (2.55) и (2.56) следует, что

$$A = \lambda N. \quad (2.57)$$

### 2.7.5. Сцинтилляционный метод дозиметрии нейтронов

Основы сцинтилляционного метода регистрации заряженных частиц изложены в разделе 2.4. , а передача энергии нейтронов заряженным частицам представлена в разделе 2.7.1. Здесь мы представим дозиметрию нейтронов, основанную на двух способах преобразования их энергии в энергию заряженных частиц:

— предварительное замедление нейтронов до низкой энергии, при которой сечение захвата нейтронов достигает больших величин в  ${}^6\text{Li}$  (сцинтиллятор  $\text{LiI}$ ) или в  ${}^{10}\text{B}$  (сцинтиллятор  $\text{ZnS}$  активированный бором или газоразрядный счетчик, внутри которого содержится бор);

— образование достаточно быстрыми нейтронами тяжелых заряженных частиц в детекторе с последующей их регистрации сцинтиллятором с большой конверсионной эффективностью к тяжелым заряженным частицам и малой конверсионной эффективностью к электронам (например,  $\text{ZnS}$ ).

### 2.7.5.1. Регистрация нейтронов в шаровых замедлителях различного диаметра (спектрометр Боннера)

Как правило, шаровые замедлители изготавливают из чистого полиэтилена (5-7 штук) различных, но стандартных диаметров. В шарах делают цилиндрические отверстия от поверхности до центра, в которые поочередно помещают световод с детектором, так чтобы последний занимал место в центре шара. Шары дают возможность иметь сферическисимметричную чувствительность детектора нейтронов.

Формализм определения необходимой величины (например, дозы) следующий:

Пусть  $\eta_D(E)$  — требуемая зависимость дозовой чувствительности от энергии нейтронов  $E$  (в частном случае "идеального" дозиметра она не должна зависеть от энергии нейтронов) и в нашем распоряжении имеется  $m$  шаров, которые с одним и тем же детектором имеют дозовые чувствительности  $\eta_1(E)$ ,  $\eta_2(E)$ , ...  $\eta_m(E)$ . Требуется составить такую комбинацию из этих чувствительностей

$$\eta'_D(E) = \sum_{i=1}^m c_i \eta_i(E), \quad (2.58) \quad \text{чтобы среднее квадратичное}$$

отклонение  $\eta'_D(E)$  от  $\eta_D(E)$  было минимальным. При выполнении этого требования определяются коэффициенты  $c_i$ . Если детекторы, имеющие чувствительности  $\eta_i(E)$ , облучать в одном и том же поле нейтронов, то в силу линейности равенства (2.58) будет выполняться следующее соотношение

между скоростью счета  $\dot{n}_{\eta'_D}$  детектора с чувствительностью  $\eta'_D(E)$  и скоростью счета  $\dot{n}_i$  детекторов с чувствительностями  $\eta_i(E)$ :

$$\dot{n}_{\eta'_D} = \sum_{i=1}^m c_i \dot{n}_i. \quad (2.59) \quad \text{Мощность дозы нейтронов в}$$

соответствие с определением чувствительности детектора (см. 2.9) есть

$$\dot{D} = \frac{\dot{n}_{\eta'_D}}{\eta_D}, \quad (2.60) \quad \text{где } \eta_D \text{ — чувствительность}$$

"идеального" дозиметра независимая от энергии нейтронов, которая может быть оценена при калибровке прибора с помощью эталонного источника нейтронов со спектром близким к измеряемому с целью снижения ошибок. Последние возникают из-за несовпадения  $\eta'_D(E)$  и  $\eta_D(E)$ .

Аналогичным образом можно настроить прибор для измерения мощности кермы или флюенса нейтронов.

### 2.7.6. Детекторы следов повреждений

В твердых веществах — изоляторах тяжелые заряженные частицы образуют вдоль своей траектории зону структурных повреждений диаметром порядка 5 мкм. Химическое травление, например в  $5N \text{NaOH}$ , увеличивает диаметр до видимого в микроскоп. В наиболее чувствительных специальных пленках ( $\text{CR-39}$ ) могут быть зарегистрированы частицы с ЛПЭ около 10 кэВ/мкм. Если в чувствительном объеме детектора  $n$  ядер, взаимодействие с которыми нейтронов образуют регистрируемые треки, то

$$\Phi = n_t/n\sigma. \quad (2.61)$$

где  $\sigma$  — поперечное сечение взаимодействия моноэнергетических нейтронов с ядрами одного типа, при которых образуются треки. Для ядер разного типа следуют выполнить суммирование. Измеряя флюенсы различных энергетических групп нейтронов одного и того же спектра, можно оценить  $\Phi_E$ , что позволяет определить дозу нейтронов.

Измеряя относительные скорости травления треков (вдоль трека и вне трека) и проведя калибровку скорости травления частицами с известным ЛПЭ, можно оценить неизвестный спектр ЛПЭ заряженных частиц (в частности, образованных нейтронами).

### 2.8. Дозиметрия высокоинтенсивного излучения

К высокоинтенсивным полям излучения относят поля, в которых сказываются нелинейные эффекты взаимодействия излучения с веществом. Количественной мерой нелинейности эффекта (мнэ) может служить относительное число актов взаимодействия при нелинейной зависимости эффекта к линейной зависимости

$$\text{мнэ} = (1 - \exp(-\Phi\sigma)) / \Phi\sigma. \quad (2.62)$$

Из (2.62) следует, что в интенсивных полях излучения ( $d^2R/dt da$  или  $\Phi$  велико) следуют применять детекторы с малым поперечным сечением реакции.

К наиболее распространенным методам дозиметрии высокоинтенсивного излучения относятся активационный и термолюминисцентный методы. К редкоиспользуемым методам, но более прямым относятся калориметрический и метод с использованием цилиндра Фарадея.

Цилиндр Фарадея является токоприемником пучков заряженных частиц, включенным в цепь с токоизмерителем. Значение тока определяет поток заряженных частиц при учете их эффективного заряда.

Калориметр представляет собой поглотитель излучения на подвесках, помещенный в термостат. Излучение пропускают через диафрагму в термостате. Обычно измеряют разность температур между поглотителем и внутренней оболочкой термостата, которая определяется дозой излучения.

## 3. ДОЗИМЕТРИЯ ДЛЯ РАДИАЦИОННОЙ БЕЗОПАСНОСТИ

### 3.1. Особенности зависимости эффектов воздействия на организм ионизирующих излучений от поглощенной дозы и необходимость введения новых величин

В результате наблюдений за зависимостью частоты эффектов от поглощенной дозы выявлены, по крайней мере, три особенности:

- Различные органы имеют различную радиочувствительность, т.е. частота эффекта на единицу дозы не одинакова.
- При одной и той же дозе частота эффектов увеличивается, как правило, с ростом ЛПЭ.
- Для одних эффектов имеет место дозовый порог, начиная с которого частота эффекта быстро растет, достигая своего максимального значения. При этом степень (тяжесть) поражения также увеличивается с ростом дозы. Такие эффекты получили наименование *детерминированных* (нестохастических). Для других эффектов дозовый порог не наблюдается, а частота эффекта, в целом, монотонно увеличивается с дозой. При этом степень поражения (например, рак) не зависит от дозы. Такие эффекты получили название *стохастических*.

Вследствие этих особенностей, связь между эффектом и поглощенной дозой различных видов излучений неоднозначна. Неоднозначность особенно сильно проявляется при неравномерном облучении организма. В этой связи МКРЗ разработала новую концепцию радиационной безопасности (Публикация 60 МКРЗ. 1990 г.) и новые нормируемые величины. *Величина нормируемая* — величина, являющаяся мерой ущерба (вреда) от воздействия ионизирующего излучения на человека и его потомков. Новые величины призваны устанавливать связь между дозой и стохастическими эффектами: смертельные и несмертельные случаи рака, а также тяжелые

наследуемые эффекты. Область применения новых величин не распространяется на диапазон поглощенных доз, который начинается с порога детерминированных эффектов. Пределы облучения людей в единицах новых величин установлены из условия неперевышения порогов детерминированных эффектов для нормальных условий работы и жизнедеятельности.

Необходимость учета различных органов и различных видов излучений при установлении ограничений облучения привели к тому, что такие величины стали неизмеряемыми непосредственно. Это привело к введению операционных величин (МАГАТЭ, 1996 г.).

*Операционная величина - величина однозначно определяемая через физические характеристики поля излучения в точке или через физико-химические характеристики аэрозоля в точке, максимально возможно приближенная в стандартных условиях облучения к величине, нормируемой в целях ограничения облучения, и предназначенная для консервативной оценки этой величины при дозиметрическом контроле.*

Зависимость стохастических эффектов от дозы (взаимосвязь доза – эффект) МКРЗ и МАГАТЭ приняли прямолинейной при решении вопросов радиационной безопасности.

Назначение дозиметрии ионизирующих излучений для целей радиационной безопасности:

- установление доз излучения;
- контроль неперевышения установленных пределов облучения и, как следствие, неперевышение допустимого радиационного риска или уровня потенциального ущерба;
- проверка установленной зависимости радиационного риска (ущерба) от дозы облучения.

### 3.2. Величины для контроля за радиационной безопасностью

В связи с неизмеряемостью непосредственно нормируемых величин (н.в.), установлены две группы величин:

— расчетные величины, являющиеся мерой ущерба от воздействия ионизирующего излучения на человека и его потомков, для целей ограничения облучения людей (н.в.),

— величины для измерений и расчетов (включая операционные величины).

За основу этих величин МКРЗ, МКРЕ и МАГАТЭ приняли поглощенную дозу.

#### 3.2.1. Величины и единицы для измерений и расчетов

К таким величинам относятся в первую очередь величины и их единицы, данные в определениях в части 1:  $\Phi$ ,  $K$ ,  $\epsilon$ ,  $D$ ,  $L$ ,  $y$ . Дополнительно перечень величин, относящихся к точке, продолжают:

*Распределение поглощенной дозы по линейной передаче энергии,  $D_L$ , есть отношение  $dD$  к  $dL$ , где  $dD$  есть поглощенная доза, переданная первичными заряженными частицами с линейной передачей энергии между  $L$  и  $L+dL$ :*

$$D_L = dD / dL \quad \text{Единица: м кг}^{-1} \quad (3.1)$$

#### Величины эквивалента дозы

*Коэффициент качества излучения,  $Q$ , есть величина, которая учитывает повреждения биологической ткани, возникающие вследствие микроскопического распределения поглощенной энергии в точке взаимодействия излучения с веществом.*

Такой учет осуществляется двумя путями:

- взвешиванием коэффициента качества, который выражает биологическую эффективность заряженных частиц, по поглощенной дозе, создаваемой этими частицами (см. формулу(3.3);
- непосредственным определением зависимости коэффициента качества от неограниченной линейной передачи энергии,  $L$ , в воде

$$Q(L) = \begin{cases} 1 & \text{— при } L \leq 10 \\ 0,32L - 2,2 & \text{при } 10 < L < 100 \\ 300 / \sqrt{L} & \text{при } L \geq 100, \end{cases} \quad (3.2)$$

где  $L$  выражена в кэВ/мкм.

Коэффициент качества,  $Q$ , в точке в ткани есть

$$Q = \frac{1}{D} \int_L Q(L) D_L dL, \quad (3.3)$$

Интегрирование выполняется по всему распределению  $D_L$ , обусловленному всеми заряженными частицами, за исключением их вторичных электронов.

Эквивалент дозы,  $H$ , есть произведение  $Q$  на  $D$  в точке в ткани, где  $D$  есть поглощенная доза, а  $Q$  есть коэффициент качества в той же точке:

$$H = QD. \quad \text{Единица: Дж кг}^{-1} \quad (3.4)$$

Специальное наименование единицы эквивалента дозы есть зиверт (Зв).

#### Операционные величины

Амбиентный эквивалент дозы (амбиентная доза),  $H^*(d)$ , есть эквивалент дозы, который был бы создан в шаровом фантоме МКРЕ на глубине  $d$  (мм) от поверхности по диаметру, параллельному направлению излучения, в поле излучения, идентичному рассматриваемому по составу, флюенсу и энергетическому распределению, но мононаправленному и однородному.

Единица: Дж кг<sup>-1</sup> (Зв).

Амбиентный эквивалент дозы используется для характеристики поля излучения в точке, совпадающей с центром шарового фантома. Типичными значениями  $d$  являются 10 мм (проникающее излучение), 3 мм (для глаз и слабопроникающего излучения), 0,07 мм (для кожи и слабопроникающего излучения). Шаровой фантом МКРЕ представляет собой тканеэквивалентный шар диаметром 0,3 м с плотностью 1 г·см<sup>-3</sup>, состоящий из 76,2% кислорода, 11,1% углерода, 10,1% водорода и 2,6% азота по массе (средний состав мягкой ткани).

Направленный эквивалент дозы,  $H'(d, \Omega)$ , есть эквивалент дозы, который был бы создан в шаровом фантоме МКРЕ на глубине  $d$  (мм) от поверхности по диаметру под углом  $\Omega$  к мононаправленному и однородному излучению идентичному (по составу, флюенсу и энергетическому распределению) рассматриваемому.

Единица: Дж кг<sup>-1</sup> (Зв).

$$H'(d, 0) = H^*(d)$$

Типичными значениями  $d$  являются 10 мм, 3 мм, 0,07 мм.

Индивидуальный эквивалент дозы,  $H_p(d)$  есть эквивалент дозы в мягкой биологической ткани, определяемый на глубине  $d$  (мм) под рассматриваемой точкой на теле.

Величина аналогичная индивидуальному эквиваленту дозы может быть определена в терминах поглощенной дозы.

Типичными значениями  $d$  являются 10 мм, 3 мм, 0,07 мм.

### 3.2.2. Величины, основанные на средних значениях и используемые для целей ограничения облучений

Средняя поглощенная доза,  $D_T$ , в определенном органе или ткани человеческого тела есть

$$D_T = \frac{1}{m_T} \int_{m_T} D dm, \quad (3.5)$$

где  $m_T$  есть масса ткани или органа, а  $D$  есть поглощенная доза в элементе массы  $dm$ .

Эквивалентная доза в органе или ткани,  $H_{T,R}$ , есть поглощенная доза в органе или ткани, умноженная на соответствующий взвешивающий коэффициент для данного вида излучения,  $W_R$ :

$$H_{T,R} = W_R \times D_{T,R} \quad (3.6)$$

$D_{T,R}$  - средняя поглощенная доза в органе или ткани  $T$  от излучения вида  $R$ , а  $W_R$  - взвешивающий коэффициент для излучения  $R$ .

Значения  $W_R$ , учитывающие относительную эффективность различных видов излучения в индуцировании биологических эффектов, относятся к излучению, падающему на тело, а в случае внутренних источников - к излучению, испущенному при ядерном превращении.

Фотоны любых энергий

Электроны и мюоны любых энергий	1
Нейтроны с энергией менее 10 кэВ	5
от 10 кэВ до 100 кэВ	10
от 100 кэВ до 2 МэВ	20
от 2 МэВ до 20 МэВ	10
более 20 МэВ	5
Протоны с энергией более 2 МэВ, кроме протонов отдачи	5
Альфа-частицы, осколки деления, тяжелые ядра	20

При воздействии различных видов излучения с различными взвешивающими коэффициентами эквивалентная доза в органе или ткани определяется как сумма эквивалентных доз для этих видов излучения.

$$H_T = \sum_R H_{T,R} \quad (3.7)$$

Единицей эквивалентной дозы является зиверт (Зв).

Эффективная доза,  $E$ , есть величина, используемая как мера риска возникновения отдаленных последствий облучения всего тела человека и отдельных его органов и тканей с учетом их радиочувствительности. Она представляет сумму произведений эквивалентной дозы в органах и тканях на соответствующие взвешивающие коэффициенты:

$$E = \sum_T W_T H_T, \quad (3.8)$$

где  $W_T$  - взвешивающий коэффициент для органа или ткани.

Единицей эффективной дозы является зиверт (Зв).

Взвешивающие коэффициенты для тканей и органов,  $W_T$ , при расчете эффективной дозы есть множители эквивалентной дозы в органах и тканях, используемые в радиационной защите для учета различной чувствительности разных органов и тканей в возникновении стохастических эффектов радиации:

Гонады	0,20
Костный мозг (красный)	0,12
Толстый кишечник	0,12
Легкие	0,12
Желудок	0,12
Мочевой пузырь	0,05
Грудная железа	0,05
Печень	0,05
Пищевод	0,05
Щитовидная железа	0,05
Кожа	0,01
Клетки костных поверхностей	0,01
Остальное	0,05

Эквивалентная доза,  $H_T(\tau)$ , или эффективная доза,  $E(\tau)$ , ожидаемые при внутреннем облучении есть дозы за время  $\tau$ , прошедшее после поступления радиоактивных веществ в организм:

$$H_T(\tau) = \int_{t_0}^{t_0+\tau} \dot{H}_T(t) dt, \quad (3.9)$$

$$E(\tau) = \sum_T W_T \times H_T(\tau), \quad (3.10)$$

где  $t_0$  - момент времени поступления, а  $H_T(t)$  - мощность эквивалентной дозы к моменту времени  $t$  в органе или ткани  $T$ .



*Эффективная (эквивалентная) годовая доза есть сумма эффективной (эквивалентной) дозы внешнего облучения, полученной за календарный год, и ожидаемой эффективной (эквивалентной) дозы внутреннего облучения, обусловленной поступлением в организм радионуклидов за этот же год.*

Единица годовой эффективной дозы - зиверт (Зв).

*Эффективная коллективная доза есть мера коллективного риска стохастических эффектов облучения; она равна сумме индивидуальных эффективных доз.*

Единица эффективной коллективной дозы - человеко-зиверт (чел.-Зв).

*Доза предотвращенная - прогнозируемая доза вследствие радиационной аварии, которая может быть предотвращена защитными мероприятиями.*

*Риск радиационный - вероятность возникновения у человека или его потомства какого-либо вредного эффекта в результате облучения.*

Радиационный ущерб включает в себя:

- риск смертельных случаев рака всех соответствующих органов;
- особое допущение о различиях в латентном периоде, которые приводят к различным значениям ожидаемого числа потерянных лет жизни от смертельных случаев рака разных органов;
- допущение о заболеваниях, вызванных несмертельными случаями рака;
- допущение о риске серьезных наследуемых нарушений у всех будущих поколений потомков облученного человека.

### **3.3. Дозиметрический контроль**

Необходимость контроля вредных или опасных возможных последствий облучения людей различных категорий (профессиональные работники, население) ионизирующим излучением различных видов ( $\gamma$ ,  $\beta$ ,  $\alpha$ ,  $n$  и пр.), разнообразное агрегатное состояние источников и.и. (газ, аэрозоли, вода и т.д.) привели к необходимости трех форм контроля:

- дозиметрический контроль внешнего профессионального облучения,
- дозиметрический контроль профессионального внутреннего облучения,
- контроль радиационной обстановки.

#### **3.3.1. Дозиметрический контроль внешнего профессионального облучения**

Контролируемыми (путем измерения) величинами являются  $H^*(d)$ ,  $H(d, \Omega)$  и  $H_p(d)$ . Физическими основами и методами измерения являются, в основном, те, которые изложены в части 2. Преимущество отдается тем средствам и методам, которые обладают наибольшей чувствительностью  $\eta$  при минимальной ее зависимости от энергии излучения и независимости от  $H$ .

$$\eta = s_k / H_k, \quad (3.11)$$

Здесь  $H_k$  - амбиентный, направленный или индивидуальный эквивалент дозы в поле калибровочного источника, а  $s_k$  - отклик подходящего детектора из части 2 в поле калибровочного источника. Результат измерения в контролируемом поле излучения амбиентного, направленного или индивидуального эквивалента дозы,  $H$ , находится с помощью (3.12):

$$H = s / \eta, \quad (3.12)$$

где  $s$  - отклик дозиметрического детектора (прибора) в контролируемом поле излучения.

По результатам контроля судят об адекватности принятых мер безопасности уровню радиационного риска, определяемому значениями  $H$ .

Методически этот вид контроля опирается на взаимосвязь величин для целей контроля за радиационной безопасностью при внешнем облучении (см. схему).

### 3.3.1.1. Методы индивидуального дозиметрического контроля (ИДК)

Разработаны и реализованы несколько методов ИДК, которые реализуются в зависимости от характеристик поля излучения и возможностей.

Индивидуальный фотоконтроль (ИФК) предназначен для определения дозы рентгеновского и гамма-излучений. Его используют также для определения дозы  $\beta$ - $\gamma$ -излучений, тепловых и быстрых нейтронов. Принцип метода ИФК – образование скрытого изображения в фотоэмульсии при прохождении через нее заряженных частиц. В случае рентгеновского и гамма-излучений – это вторичные электроны из фотоэмульсии и окружающих ее материалов, при взаимодействии  $\beta$ -излучения – электроны. Тепловые нейтроны регистрируются в результате возбуждения ими гамма-излучения при захвате в кадмии, слой которого располагают рядом с фотопленкой. Используют также люминисценцию специальных экранов в контакте с фотопленкой, причем свечение люминисценции возбуждают альфа-частицы, образующиеся при реакции тепловых нейтронов с бором, входящим в состав экранов.

Быстрые нейтроны и адроны высоких энергий регистрируют по трекам протонов отдачи и звездам, образующимся в ядерных эмульсиях. Значительную зависимость  $\eta$  от энергии нейтронов, в случаях регистрации протонов отдачи, уменьшают чередующимися слоями алюминиевых и полиэтиленовых фольг. Тем не менее, если вклад релятивистских нейтронов в суммарную дозу превышает 5%, показания дозиметра следует корректировать.

#### Индивидуальный дозиметрический контроль с помощью ТЛД

Доза рентгеновского, тормозного и гамма-излучения может быть измерена активированными фосфорами  $\text{CaF}_2 - \text{Mn}$ ,  $\text{CaSO}_4 - \text{Mn}$ , а также пресованными кристалликами  $\text{LiF}$  в форме таблеток. В последнем случае фотонный и нейтронный компоненты разделяют используя в каждом дозиметре - касете пару ТЛД-700 (для фотонов) и ТЛД-600 для регистрации фотонов и нейтронов. Нейтроны эффективно регистрируются через высвобождение альфа-частиц и трития в реакции  ${}^6\text{Li}(n,\alpha){}^3\text{H}$ ; сечение взаимодействия нейтронов с  ${}^6\text{Li}$  более чем на два порядка превышает сечение их взаимодействия с  ${}^7\text{Li}$ . При ношении касеты дозиметра на теле регистрируются нейтроны не только падающие на дозиметр, но и нейтроны замедлившиеся в теле человека и вышедшие из него в направлении детекторов. Упрощенный вариант - использование в качестве детектора ТЛД-400, в котором имеется естественная смесь  ${}^6\text{Li}$  и  ${}^7\text{Li}$ .

В ответственных случаях предпочтение отдают анализу показаний детектора на основе ядерной фотоэмульсии К-20.

Применение термолюминисцентных детекторов позволяет оценивать большие дозы при случайных аварийных облучениях. В этих случаях аварийную дозу нейтронов или частиц высоких энергий оценивают также с помощью измерения активности человеческого тела. В случае облучения быстрыми нейтронами измеряют активность  ${}^{24}\text{Na}$ , а при облучении частицами высоких энергий добавляется активность  ${}^{11}\text{C}$ ,  ${}^{13}\text{N}$ ,  ${}^{15}\text{O}$ ,  ${}^7\text{Be}$ . Переход от отклика детекторов, которые регистрируют активность, к дозе выполняют на основе калибровочных измерений (формулы (3.11), (3.12) с учетом времени активации и спада активности (формулы 2.50 и 2.51).

### 3.3.2. Дозиметрический контроль внутреннего профессионального облучения

Практикуются два метода контроля, в основном:

- контроль содержания радионуклидов в воздухе рабочих помещений и на рабочих поверхностях,
- индивидуальный контроль содержания радионуклидов как в отдельных органах, так и во всем организме.

Контроль содержания радионуклидов в воздухе рабочих помещений основан на измерении с помощью спектрометров или счетчиков активности радионуклидов в пробах воздуха из рабочих помещений. В необходимых случаях воздух прокачивается непрерывно через детектор радиоактивности. Если воздух прокачивать через специальные фильтры, то радиоактивные аэрозоли

с большой эффективностью оседают на таких фильтрах, после чего измеряют накопившуюся на них радиоактивность. Измеряемая активность сравнивается с предельными величинами, установленными нормами радиационной безопасности. Предельные величины активности радионуклидов табулированы на основе расчетов, исходя из предельных значений эффективной дозы.

Индивидуальный контроль внутреннего облучения радионуклидами основан на измерении активности радионуклидов с помощью спектрометров (или счетчиков) излучения человека - СИЧ. В необходимых случаях прибегают к специальным методам контроля.

### 3.3.3 Контроль радиационной обстановки

Целью такого контроля является предотвращение установленных пределов облучения сотрудников предприятий и институтов, непосредственно не работающих с источниками ИИ, но находящиеся по условиям работы в сфере их воздействия, а также населения. Контролю подлежат:

- мощности доз и дозы и.и. в наиболее подходящих точках в радиусе нескольких км от крупных и мощных источников ИИ,
- радиоактивность воды из окружающих водоемов,
- радиоактивность воздуха в окружающей среде,
- радиоактивность почвы в контрольных точках,
- радиоактивность растительности в окружающей среде.

#### 3.3.3.1. Измерение активности

Активность пробы (грунта, воды, растительности и т.д.),  $A$ , определяется с помощью следующей формулы:

$$A = s/\eta \quad (3.13)$$

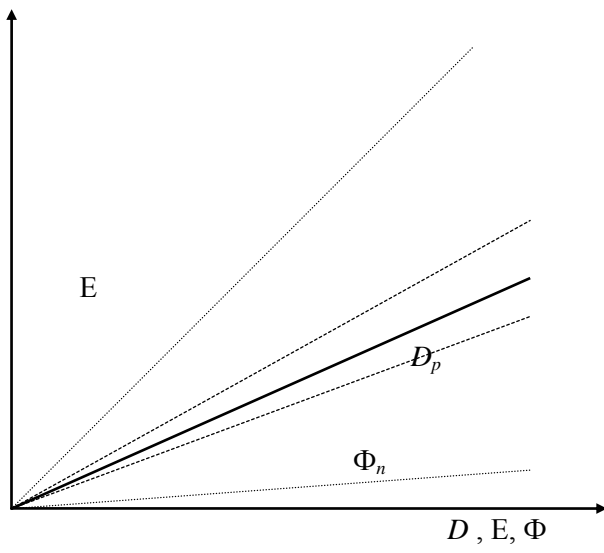
где  $s$  — отклик счетчика или спектрометра для измерения активности, а  $\eta$  - чувствительность

$$\eta = s_k/A_k \quad (3.14)$$

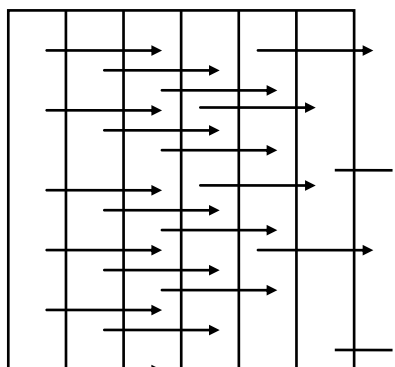
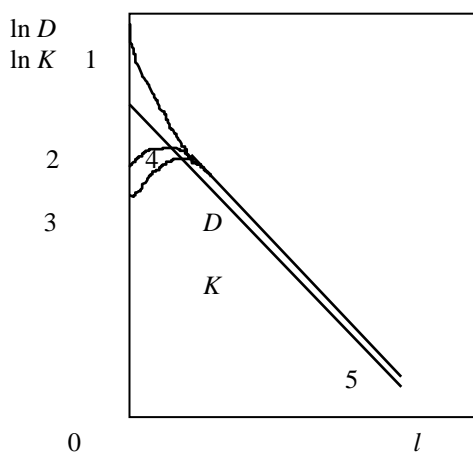
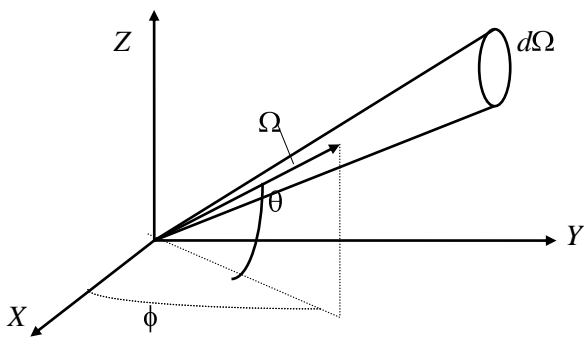
где  $s_k$  - отклик и  $A_k$  - активность при калибровке, определяемая для каждого радионуклида. При невозможности разделения радионуклидов или исключения части их, измеряемая (оцениваемая) активность приписывается наиболее радиотоксичному радионуклиду из возможных в измеряемой пробе. При выборе средств измерения руководствуются:

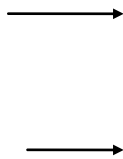
- максимальной возможной чувствительностью,
- минимальным значением фона детектора и минимальной дисперсией его отклика,
- максимальным разрешением энергетических линий радионуклида,
- возможностью разделений радионуклидов по величине  $\lambda$ .

ОГЛАВЛЕНИЕ			
Аннотация			2
Введение			3
<b>1. Основные понятия и величины</b>			<b>6</b>
1.1. Основные понятия о поле излучения	6		
1.2. Стохастическая и нестохастическая природа			величин
	7		
1.3. Скалярные радиометрические величины	7		
1.4. Коэффициенты взаимодействия излучения с			веществом
общих задач	10	1.5. Величины и единицы дозиметрии для решения	
<b>радиометрии и дозиметрии</b>	15	<b>2. Физические основы и методы</b>	
			22
2.1. Физические основы дозиметрии фотонов	22	2.2. Ионизационные	
дозиметрические детекторы	29	2.3. Полупроводниковые дозиметрические детекторы	38
2.4. Сцинтилляционный метод дозиметрии	39	2.5. Люминисцентные	
методы дозиметрии	42	2.6. Фотографический метод дозиметрии	45
2.7. Дозиметрия нейтронов и заряженных частиц	46		
<b>3. Дозиметрия для радиационной безопасности</b>			<b>56</b>
3.1. Особенности зависимости эффектов воздействия на организм ионизирующих излучений от поглощенной дозы и необходимость введения новых величин			56
3.2. Величины для контроля за радиационной безопасностью			58
3.3. Дозиметрический контроль	63		

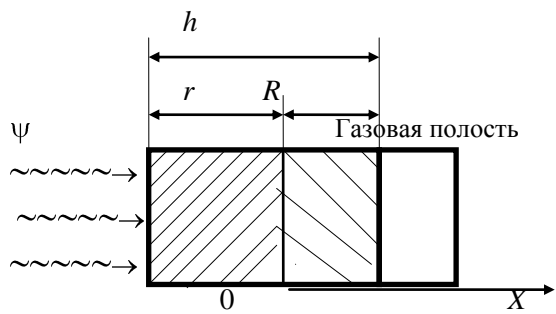
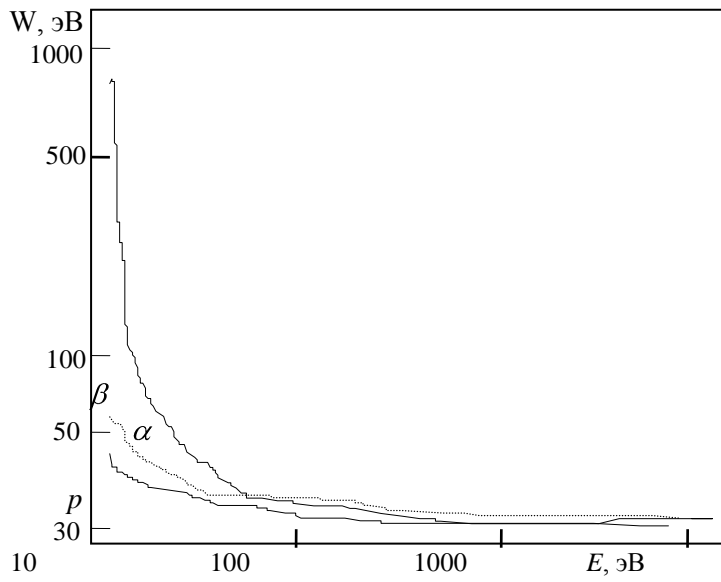


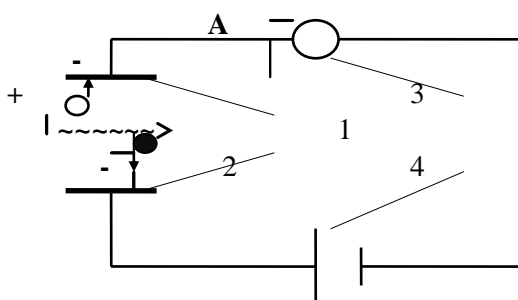
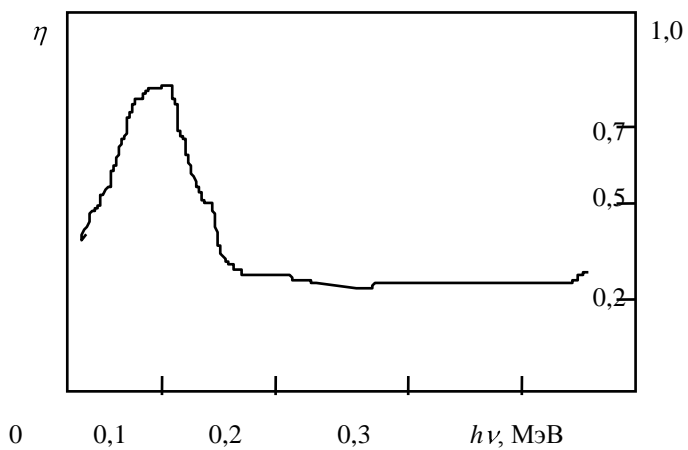
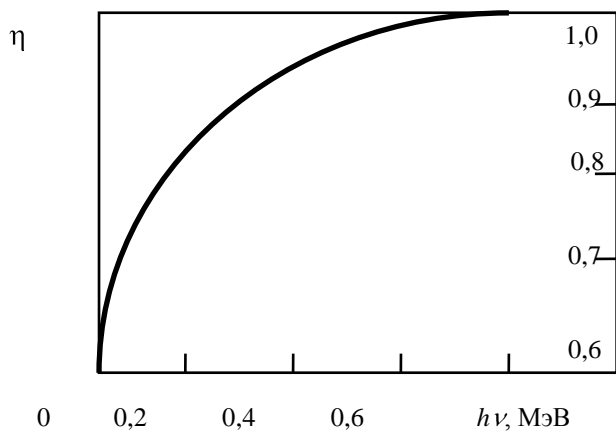
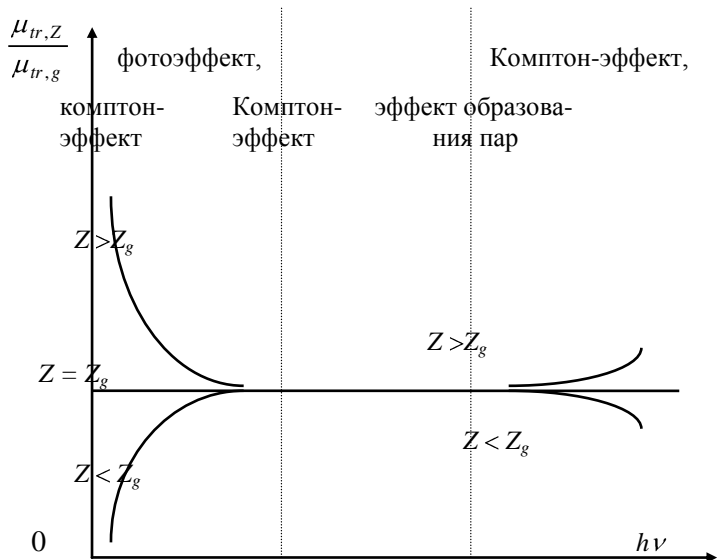
$D_n$

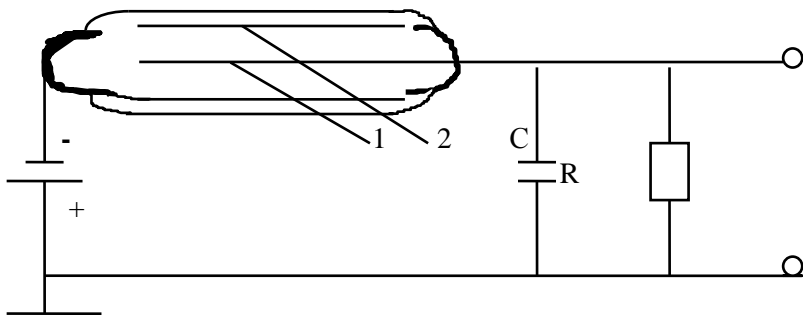
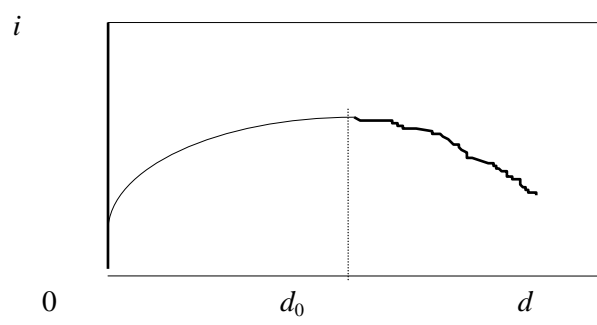
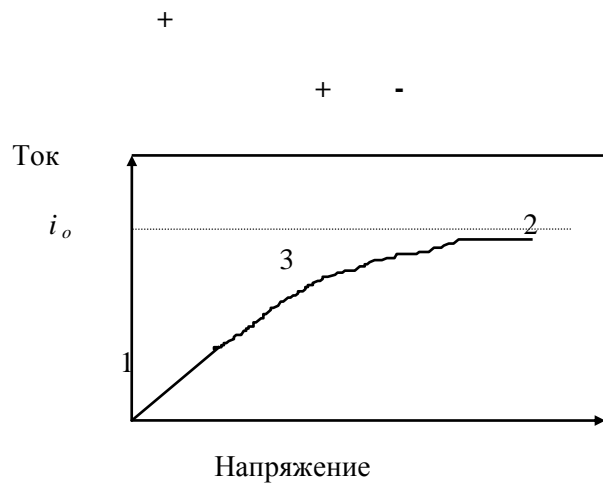




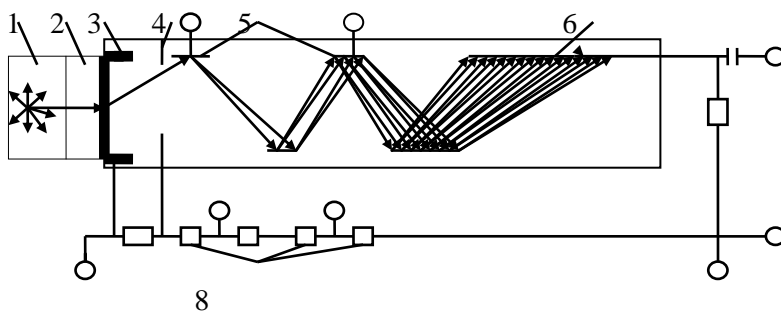
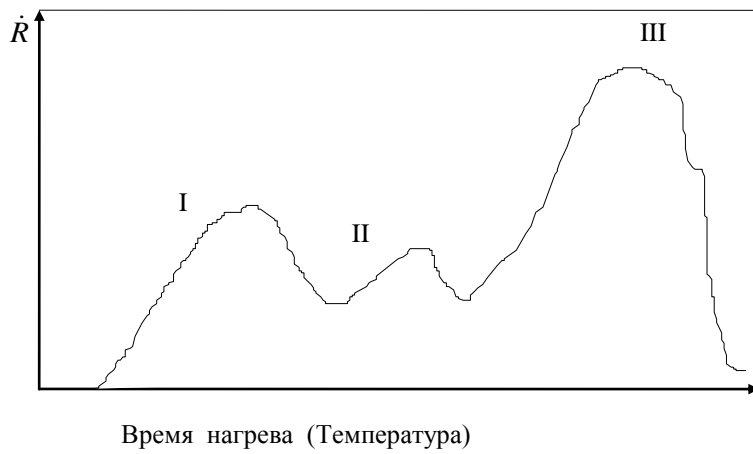
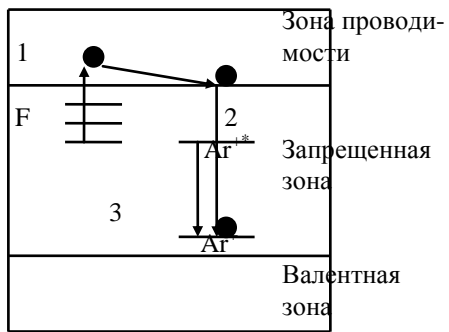
$l$	1	2	3	4	5	6
$D$	7	13	11	9	7	5
$K$	7	6	5	4	3	2





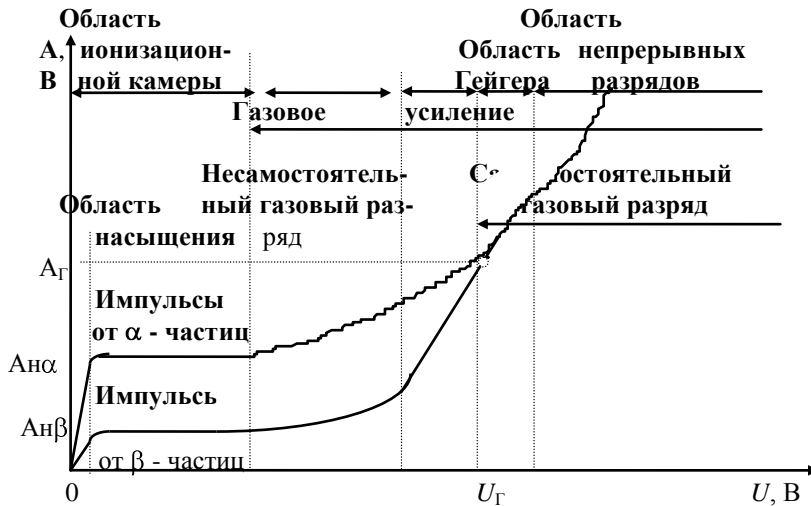






Пропорциональная область

Область ограниченной пропорциональности



### Список подписей к рисункам

Рис. 1.1 Зависимость частоты эффекта ( $F$ ) от флюенса частиц ( $\Phi$ ), их поглощенной дозы ( $D$ ) или эффективной дозы ( $E$ ) при облучении протонами ( $p$ ) или нейтронами ( $n$ )

Рис. 1.2 К угловому распределению характеристик поля излучения

Рис. 1.3 Зависимости средней энергии ионообразования в тканеэквивалентном газе от энергии электронов ( $\beta$ ), протонов ( $p$ ) и  $\alpha$ -частиц (полуколичественное представление)

Рис. 2.1 Зависимости  $D(l)$  и  $K(l)$  в среде, облучаемой снаружи в направлении  $l$  незаряженными частицами (фотонами)

Рис. 2.2 Схематическое изображение вторичных заряженных частиц (стрелки). Поглощенная доза  $D$  пропорциональна числу стрелок, пересекающих слой; керма  $K$  пропорциональна числу стрелок, начинающихся в слое

Рис. 2.3 Упрощенная геометрия дозиметрического детектора

Рис. 2.4 Энергетическая зависимость отношения  $\mu_{tr,z}/\mu_{tr,g}$ , определяющего чувствительность детектора

Рис. 2.5 Энергетическая зависимость чувствительности (отн. ед.) воздушно-эквивалентной ионизационной камеры с толщиной стенки  $1 \text{ г/см}^2$

Рис. 2.6 Энергетическая зависимость чувствительности (отн. ед.) алюминиевой ионизационной камеры с толщиной стенки  $1 \text{ г/см}^2$

Рис. 2.7 Схема включения плоской токовой ионизационной камеры в измерительную цепь:

1, 2 — электроды; 3 — измерительный прибор; 4 — источник питания

Рис. 2.8 Вольт-амперная характеристика токовой ионизационной камеры:

1 — начальный (омический) участок; 2 — область установившегося режима (область насыщения); 3 — промежуточная область

Рис. 2.9 Зависимость ионизационного тока  $i$  от толщины наперстковой камеры  $d$

Рис. 2.10 Схема включения газоразрядного счетчика в измерительную цепь: 1 — анод; 2 — катод

Рис. 2.11 Зависимость амплитуды импульса  $A$  от напряжения на газоразрядном счетчике  $U$  для  $\alpha$ - и  $\beta$ -частиц

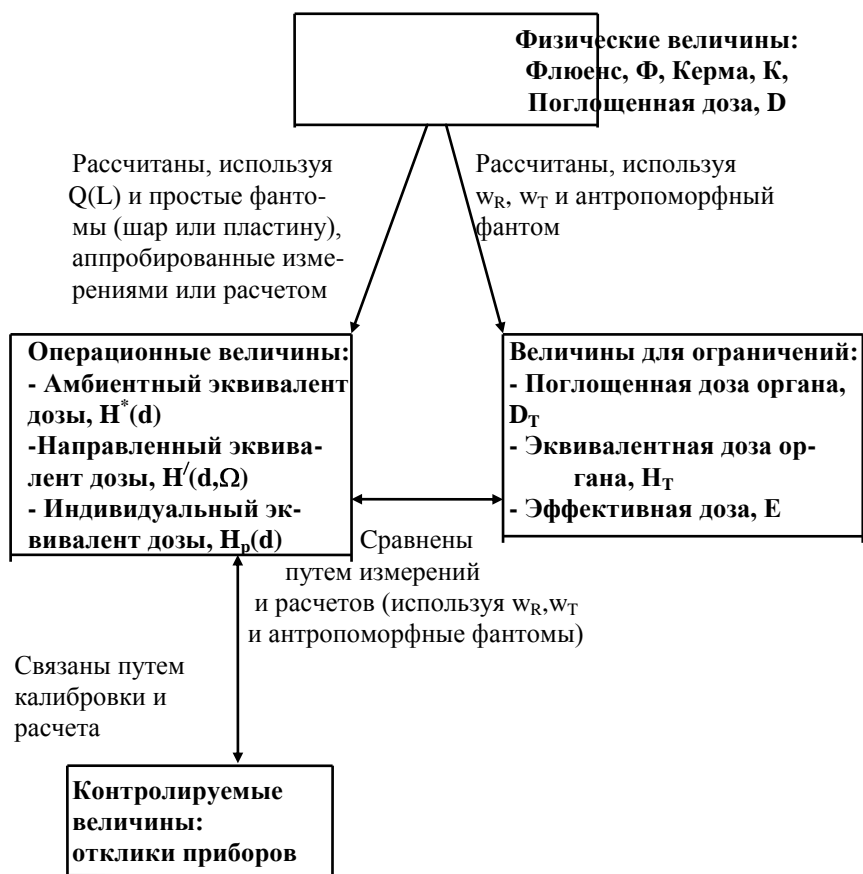
Рис. 2.12 Принципиальная схема сцинтилляционного детектора

Рис. 2.13 К механизму термолюминесценции кристалла, активированного серебром

Рис. 2.14 Кривая термовысвечивания:  $\dot{R}$  — мощность энергии люминесценции

### Литература

1. ICRU Report 60. Fundamental quantities and units for ionizing radiation. Bethesda, Maryland, USA, 1998.
2. Машкович В.П., Панченко А.М. Основы радиационной безопасности. Для студентов вузов. М.: Энергоатомиздат, 1990.
3. ICRU Report 13. Neutron fluence, neutron spectra and kerma. Wash. 1969.
4. Кеирим-Маркус И.Б. Эквидозиметрия. М.: Атомиздат, 1980.



**Взаимосвязь величин для целей контроля за радиационной безопасностью при внешнем облучении**