

Министерство образования Республики Беларусь

Учреждение образования
«Международный государственный экологический
университет им. А.Д. Сахарова»



Факультет мониторинга окружающей среды

Кафедра радиозэкологии

М. А. Батурицкий

ДОЗИМЕТРИЯ

(для специальности «РАДИОЭКОЛОГИЯ»)

Учебное пособие

Минск
МГЭУ им. А.Д. Сахарова
2005

Автор:

к.т.н., доцент М.А. Батурицкий

Батурицкий, М.А. Дозиметрия (для специальности «Радиоэкология»): учебное пособие. – Мн.: МГЭУ им. А. Д. Сахарова, 2005. – 405 с.

Учебное пособие соответствует курсу «Дозиметрия» для специальности «Радиоэкология». Оно может быть полезно студентам физических специальностей вузов; а также специализирующимся по использованию ионизирующих излучений в медицине; студентам радиобиологам и радиологам, а также преподавателям настоящего курса и специалистам. Оно может использоваться как дополнительная литература для курсов радиационной безопасности, расчётных методов дозиметрии, защиты от ионизирующих излучений.

© Международный государственный экологический университет им. А.Д. Сахарова, 2005
© Батурицкий М.А., 2005

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	9
ОБОЗНАЧЕНИЯ.....	10
1. РАЗВИТИЕ ДОЗИМЕТРИИ КАК НАУКИ.....	13
1.1. Возникновение дозиметрии	13
1.2. Процесс становления основных понятий дозиметрии	15
2. ИСТОЧНИКИ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ.....	25
2.1. Радиоактивность.....	25
2.2. Закон радиоактивного распада	27
2.3. Активность.....	28
2.4. Ионизирующее излучение.....	29
2.5. Естественные источники ионизирующего излучения	31
2.5.1. Характеристики источников излучения	31
2.5.2. Космические лучи	32
2.5.3. Земная радиация.....	39
2.6. Источники ионизирующего излучения искусственного происхождения	56
2.6.1. Основные характеристики источников	56
2.6.2. Источники α -излучения	57
2.6.3. Источники β -излучения.....	58
2.6.4. Источники γ -излучения	59
2.6.5. Источники нейтронов	61
3. БИОЛОГИЧЕСКОЕ ДЕЙСТВИЕ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ	66
3.1. Первые исследования биологического действия ионизирующего излучения	66
3.2. Факторы, влияющие на биологическое действие ионизирующего излучения	67
3.3. Внешнее, контактное и внутреннее облучение.....	71
3.4. Механизм биологического действия ионизирующего излучения	74
3.5. Дозиметрические характеристики биологической ткани	76
4. ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛЯ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ	79
4.1. Скалярные характеристики поля	79
4.1.1. Интегральные скалярные характеристики поля	79
4.1.2. Скалярные дифференциальные характеристики поля излучения .	82
4.2. Векторные характеристики поля ионизирующего излучения.....	84
4.3. Поведение токовых и потоковые величин в рассеивающей и поглощающей средах.....	86
5. ДОЗИМЕТРИЧЕСКИЕ ВЕЛИЧИНЫ	90
5.1. Поглощённая энергия излучения	90
5.2. Линейная передача энергии	92
5.3. Поглощённая доза	95
5.4. Керма	97
5.5. Экспозиционная доза	99

5.6. Относительная биологическая эффективность	102
5.7. Коэффициент качества излучения	104
5.8. Эквивалентная доза	105
5.9. Весовые множители излучения	108
5.10. Эффективная доза	110
5.11. Операционные величины	112
5.11.1. Определение операционных величин	112
5.11.2. Основные понятия, используемые при определении новых величин для зонного мониторинга	113
5.11.3. Амбиентная эквивалентная доза $H^*(10)$	114
5.11.4. Направленная эквивалентная доза $H(0,07; \vec{\omega})$	115
5.11.5. Индивидуальная эквивалентная доза (проникающая), $H_p(10)$..	115
5.11.6. Индивидуальная эквивалентная доза (поверхностная), $H_s(0,07)$	116
5.11.7. Обоснование введения операционных единиц	116
5.12. Полевая доза	119
5.13. Коллективная доза	120
5.14. Биологически значимая доза	122
5.15. Полувековая эквивалентная доза в органе или ткани	122
5.16. Полувековая эффективная доза	123
5.17. Гамма-постоянная. Гамма-эквивалент радия	124
5.18. Основные изменения в дозиметрии, предлагаемые МКРЗ	125
5.19. Проблема адекватности в дозиметрии	126
5.19.1. Сущность проблемы адекватности	126
5.19.2. Два класса дозиметрических величин	131
6. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ДОЗИМЕТРИИ ФОТОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ..	139
6.1. Преобразование энергии фотонного излучения в веществе	139
6.1.1. Фотоэффект	139
6.1.2. Комптон-эффект	140
6.1.3. Эффект образования пар	141
6.2. Коэффициент передачи энергии излучения	144
6.3. Электронное равновесие	147
6.4. Поведение кермы и дозы в рассеивающей и поглощающей среде	149
6.5. Поведение кермы и дозы на границе раздела двух сред	151
6.6. Эффективный атомный номер вещества	152
6.7. Средняя энергия ионообразования	154
6.8. Соотношение Брэгга-Грея	156
6.9. Энергетическая зависимость чувствительности дозиметрического детектора в поле фотонного излучения	159
7. ГАЗОВЫЕ ИОНИЗАЦИОННЫЕ ДОЗИМЕТРИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ	165
7.1. Области работы газовых детекторов	165
7.2. Ионизационные камеры	166
7.2.1. Принцип работы и конструкции ионизационных камер	166
7.2.2. Особенности работы ионизационных камер при непрерывном облучении	171
7.2.3. Универсальная характеристика ионизационной камеры	173

7.2.4. Особенности работы ионизационной камеры при импульсном облучении.....	175
7.2.5. Напёрстковые ионизационные камеры.....	180
7.2.6. Конденсаторные ионизационные камеры	183
7.3. Счётчики Гейгера-Мюллера	186
8. СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЕ ДЕТЕКТОРЫ.....	194
8.1. Сущность сцинтилляционного метода	194
8.2. Параметры, описывающие сцинтилляционные детекторы	195
8.3. Физика сцинтилляций в неорганических кристаллах	198
8.4. Основные типы неорганических сцинтилляторов.....	199
8.5. Механизм излучения в органических молекулах	203
8.6. Типы органических сцинтилляторов	205
8.6.1. Чистые органические кристаллы.....	205
8.6.2. Пластические сцинтилляторы	205
8.6.3. Жидкие растворы	205
8.7. Сцинтилляторы на основе благородных газов.....	206
8.8. Фотоэлектронные умножители.....	207
8.8.1. Устройство ФЭУ	207
8.8.2. Характеристики ФЭУ	209
8.9. Токовый режим сцинтилляционного дозиметра	212
8.10. Счётчиковый режим сцинтилляционного дозиметра	214
8.11. Компьютерная коррекция хода с жёсткостью в сцинтилляционных дозиметрах	215
8.12. Влияние энергетической зависимости чувствительности на точность дозиметрических измерений.....	217
9. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ДОЗИМЕТРИЧЕСКИЕ ДЕТЕКТОРЫ	220
9.1. Особенности полупроводниковых детекторов	220
9.2. Носители электрических зарядов в беспримесном полупроводнике ...	222
9.3. Примесные полупроводники.....	225
9.4. <i>p-n</i> –Переход	228
9.5. Дозиметрические характеристики полупроводниковых детекторов ...	233
9.6. Кремниевый диод как индивидуальный дозиметр	238
9.7. Радиационная стойкость кремниевых детекторов.....	239
10. ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ МЕТОДЫ ДОЗИМЕТРИИ	241
10.1. Оптические эффекты в люминофорах	241
10.2. Радиофотолюминесценция.....	242
10.2.1. Механизм радиофотолюминесценции.....	242
10.2.2. Радиофотолюминесцентные дозиметры.....	247
10.3. Радиотермолюминесценция.....	250
10.3.1. Механизм радиотермолюминесценции	250
10.3.2. Кривая термовысвечивания	251
10.4. Термолюминесцентные дозиметры.....	252
10.4.1. Требования к материалам термолюминесцентных дозиметров	252
10.4.2. Фтористый кальций CaF_2	252
10.4.3. Фтористый литий LiF	253

10.4.4. Сульфат кальция, активированный марганцем, $\text{CaSO}_4(\text{Mn})$	253
10.4.5. Сульфат кальция, активированный самарием, $\text{CaSO}_4(\text{Sm})$	254
10.4.6. Дозиметрия с использованием лиоллюминесценции.....	255
11. ФОТОТОГРАФИЧЕСКИЙ И ХИМИЧЕСКИЙ МЕТОДЫ ДОЗИМЕТРИИ	
ФОТОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ	256
11.1. Фотографический метод	256
11.1.1. Фотохимическое действие излучения.....	256
11.1.2. Дозовая чувствительность фотодозиметра.....	258
11.1.3. Компенсация энергетической зависимости чувствительности фотоэмульсионного дозиметра.....	259
11.2. Химические методы дозиметрии.....	262
11.2.1. Радиационно-химические превращения.....	262
11.2.2. Жидкие дозиметрические системы	263
11.2.3. Другие виды химических дозиметров	266
12. ДОЗИМЕТРИЯ НЕЙТРОНОВ	269
12.1. Преобразование энергии нейтронов в веществе	269
12.2. Формирование дозы нейтронов в живой ткани	271
12.2.1. Химический состав живой биологической ткани.....	271
12.2.2. Холодные нейтроны.....	272
12.2.3. Тепловые нейтроны (0,025–0,1 эВ)	272
12.2.3. Надтепловые нейтроны (от 0,1 эВ до 0,5 кэВ)	273
12.2.4. Нейтроны промежуточных энергий (от 0,5 кэВ до 0,2 МэВ).....	273
12.2.5. Быстрые нейтроны (от 0,2 МэВ до 20 МэВ).....	274
12.2.6. Нейтроны промежуточных энергий (0,1 эВ – 200 кэВ)	275
12.3. Энергетическая зависимость тканевой дозы от нейтронов	276
12.4. Дозиметрия быстрых нейтронов с помощью ионизационных камер.	278
12.5. Применение пропорциональных счётчиков для дозиметрии быстрых нейтронов	280
12.6. Сцинтилляционный метод дозиметрии нейтронов	282
12.7. Трековые дозиметрические детекторы нейтронов	284
12.7.1. Детекторы следов повреждений	284
12.7.2. Ядерные фотоэмульсии	286
12.7.3. Твердотельный пузырьковый детектор	288
12.8. Активационный метод дозиметрии нейтронов.....	289
12.9. Другие методы дозиметрии нейтронов.....	290
12.9.1. Применение фотоплёнок	290
12.9.2. Дозиметры нейтронов, использующие эффект замедления	290
12.9.3. Измерение дозы нейтронов индивидуальными гамма- дозиметрами.....	292
12.9.4. Альбедо-дозиметры	292
13. МИКРОДОЗИМЕТРИЯ	294
13.1. Предмет микродозиметрии	294
13.2. Статистическая природа передачи энергии.....	296
13.3. Флуктуации поглощённой энергии	299
13.4. Микродозиметрические величины и функции их распределения	301

13.5. Экспериментальные методы микродозиметрии	306
13.6. Прикладное значение микродозиметрии	309
13.7. Проблема адекватности в дозиметрии	312
13.7.1. Сущность проблемы адекватности	312
13.7.2. Два класса дозиметрических величин	316
14. ДОЗИМЕТРИЯ ИНКОРПОРИРОВАННЫХ РАДИОНУКЛИДОВ	322
14.1. Что такое инкорпорированные радионуклиды	322
14.2. Образование и свойства радиоактивных аэрозолей	323
14.3. Особенности биологического действия радиоактивных аэрозолей ...	328
14.4. Естественные и искусственные радиоактивные аэрозоли	331
14.4.1. Естественные аэрозоли	331
14.4.2. Искусственные радиоактивные аэрозоли	333
14.5. Формирование дозы излучения инкорпорированных радионуклидов	334
14.6. Роль макро- и микронеравномерного распределения тканевой дозы	336
14.7. Метод скрытой энергии	343
14.8. Методы улавливания аэрозолей и газов	345
14.9. Методы определения концентрации аэрозолей	350
15. Дозиметрия потоков заряженных частиц	355
15.1. Проблемы дозиметрии потоков заряженных частиц	355
15.2. Экспериментальные методы дозиметрии пучков β -частиц	357
16. ДОЗИМЕТРИЯ ВЫСОКОИНТЕНСИВНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ	364
16.1. Особенности дозиметрии высокоинтенсивных потоков ионизирующего излучения	364
16.2. Жидкостные ионизационные камеры	366
16.3. Ионизационные камеры без внешнего источника напряжения	367
16.4. Детекторы прямой зарядки (радиационные элементы)	370
16.5. Калориметрический метод дозиметрии	373
16.5.1. Тепловое действие ионизирующего излучения	373
16.5.2. Одиночный калориметр	374
16.5.3. Дифференциальная калориметрическая система	377
17. СРЕДСТВА ИЗМЕРЕНИЯ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ	379
17.1. Классификация средств измерения ионизирующих излучений	379
17.2. Комплект индивидуальных дозиметров ИФКУ-1 с детектором на рентгеновской плёнке	381
17.3. Индивидуальные дозиметры на ионизационных камерах	383
17.3.1. Комплект прямопоказывающих индивидуальных дозиметров ДП-22В	383
17.3.2. Измеритель дозы КИД-2	384
17.4. Комплект индивидуальных дозиметров γ -излучения типа ИКС	385
17.5. Комплект индивидуальных аварийных дозиметров β -, γ -, нейтронного излучений типа ГНЕЙС	386
17.6. Измерители мощности доз	388

17.7. Дозиметры рентгеновского и γ -излучения ДКС-АТ1121 и ДКС-АТ1123	389
17.8. Индивидуальные дозиметры ДКС-АТ3509 и ДКС-АТ3509 С	391
17.8.1. Назначение и характеристики приборов	391
17.8.2. Измерение накопленной дозы.....	392
17.8.3. Измерение мощности дозы	393
17.8.4. Энергетическая зависимость чувствительности.....	394
17.9. Индивидуальный дозиметр ДКГ-АТ2503.....	394
17.10. Дозиметр-радиометр МКС-АТ1125	396
17.10.1. Назначение.....	396
17.10.2. Технические характеристики.....	396
17.11. Дозиметр-радиометр МКС-АТ1117М.....	398
17.11.1. Назначение.....	398
17.11.2. Отличительные особенности	398
17.11.3. Области применения.....	399
17.11.4. Основные характеристики.....	400
Литература	405

ВВЕДЕНИЕ

Дозиметрия ионизирующих излучений представляет собой раздел прикладной ядерной физики, включающий в себя свойства ионизирующих излучений, физические величины, описывающие поля излучений, взаимодействие излучения с веществом и методы определения этих величин. Дозиметрия рассматривает только физические величины, связанные с ожидаемым радиационным эффектом. Поэтому такие величины называют дозиметрическими. Они вводятся для установления связи между измеряемым значением физической величины и ожидаемым радиационным воздействием. Вне связи с этими воздействиями любые дозиметрические измерения теряют смысл.

Строго говоря, под дозиметрией понимают “раздел прикладной ядерной физики, в котором рассматриваются физические величины, характеризующие распределение ионизирующего излучения и его взаимодействие с веществом, которые могут быть сопоставлены с величиной радиационно-индуцированного эффекта в веществе” [1]. Такое сопоставление необходимо для предсказания последствий облучения в объектах не только живой, но и неживой природы, а также для исследования процессов, которые вызывают наблюдаемые при облучении последствия [2].

ОБОЗНАЧЕНИЯ

A – массовое число

$\mathcal{A}$ – активность

α – α -частицы, ядра ${}^4_2\text{He}$

p – протон

Γ – гамма-постоянная

D – поглощённая доза

$\dot{D}$ – мощность поглощённой дозы

E – энергия частицы

$\mathcal{E}$ – напряжённость электрического поля

H – эквивалентная доза

$\dot{H}$ – мощность эквивалентной дозы

$H_{\text{эф}}$ – эффективная доза

$\dot{H}_{\text{эф}}$ – мощность эффективной дозы

$H^*(10)$ – амбиентная эквивалентная доза, или амбиентная дозы

$\dot{H}^*(10)$ – мощность амбиентной дозы

$H(0,07; \vec{\omega})$ – направленная эквивалентная доза

$\dot{H}'(0,07; \vec{\omega})$ – мощность направленной эквивалентной дозы

$H_p(10)$ – индивидуальная эквивалентная доза (проникающая)

$\dot{H}_p(10)$ – мощность индивидуальной эквивалентной дозы (проникающей)

$H_s(0,07)$ – индивидуальная эквивалентная доза (поверхностная)

$\dot{H}_s(0,07)$ – мощность индивидуальной эквивалентной дозы (поверхностной)

K – керма

$\dot{K}$ – мощность кермы

X – экспозиционная доза

$\dot{X}$ – мощность экспозиционной дозы

κ – коэффициент качества

w_{RT} – весовой множитель тканевый

w_T – весовой множитель излучения

L_Δ – линейная передача энергии (ЛПЭ)

МКРЕ – Международная комиссия по радиологическим единицам

МКРЗ – Международная комиссия по радиологической защите

ОБЭ – относительная биологическая эффективность

Φ – флюенс

I – плотность потока энергии, или интенсивность излучения

$F = dN/dt$ – поток ионизирующих частиц

$F_w = dE/dt$ – поток энергии ионизирующего излучения

ϕ – плотность потока частиц

$\phi(E, \theta, \varphi)E$ – энергетическое и угловое распределение плотности потока частиц

$I(E, \theta, \varphi)$ – дифференциальное энергетическое и угловое распределение интенсивности излучения

$\vec{J}(E, \theta, \varphi)$ – дифференциальный ток частиц с энергией E , распространяющихся в направлении $\vec{\omega}$

$\vec{J}_E$ – плотность тока энергии

$\tau = \tau_k + \tau_s$ τ – линейный коэффициент фотоэлектрического поглощения

τ_k – часть коэффициента фотоэлектрического поглощения, характеризующая преобразование энергии первичных фотонов в кинетическую энергию электронов

τ_s – часть коэффициента фотоэлектрического поглощения, характеризующая преобразование энергии фотонов в энергию характеристического излучения

$\sigma = \sigma_k + \sigma_s$ – линейный коэффициент комптоновского взаимодействия

σ_k – часть коэффициента комптоновского взаимодействия, характеризующая преобразование энергии первичного фотона в энергию электронов отдачи

σ_s – часть коэффициента комптоновского взаимодействия, характеризующая преобразование энергии первичного фотона в энергию рассеянных фотонов

ν – линейный коэффициент эффекта образования пар

$\nu_k = (E_\gamma - 1,022) \nu / E_\gamma$ – линейный коэффициент эффекта образования пар

E_γ – энергия γ -кванта

$\mu = \frac{1}{\phi} \frac{d\phi}{dl} = \tau + \sigma + \nu$ – полный линейный коэффициент ослабления моноэнергетического фотонного излучения

μ_m – коэффициент ослабления, рассчитанный на единицу массы ослабляющей среды (массовый коэффициент ослабления)

μ_e – коэффициент ослабления, рассчитанный на один электрон среды (электронный коэффициент)

μ_a – коэффициент ослабления, рассчитанный на один атом среды (атомный коэффициент)

μ_k – часть коэффициента ослабления μ , определяющая преобразование энергии фотонов в кинетическую энергию электронов

μ_s – коэффициент передачи энергии излучения, представляющий собой часть коэффициента ослабления μ , определяющую преобразование энергии фотонов в энергию вторичного фотонного излучения (характеристическое излучение, рассеянные фотоны, аннигиляционное излучение), $\mu = \mu_k + \mu_s$

μ_{Π} – коэффициент поглощения энергии фотонного излучения, $\mu_{\Pi} = \mu_k(1 - g)$

g – доля энергии заряженных частиц, идущая на тормозное излучение

W – средняя энергия ионообразования

$S_Z(E_e)$ – тормозная способность вещества Z , определяемая как средняя потеря энергии на единице пути электронами, имеющими энергию E_e

$S_I(E_e)$ – тормозная способность газа по отношению к электронам с энергией E

Z – заряд ядра, равный количеству протонов; порядковый номер элемента в таблице Менделеева

$Z_{эф}$ – эффективный атомный номер сложного вещества, равный атомному номеру такого условного простого вещества, для которого коэффициент передачи энергии излучения, рассчитанный на один электрон среды, является таким же, как и для данного сложного вещества

1. РАЗВИТИЕ ДОЗИМЕТРИИ КАК НАУКИ

1.1. ВОЗНИКНОВЕНИЕ ДОЗИМЕТРИИ

Развитие дозиметрии началось с решения проблем защиты человека от рентгеновского излучения, отрицательное влияние которого выявилось сразу же после его открытия – в 1895 г. В. Груббе, помощник Рентгена, работая с рентгеновскими лучами, получил радиационный ожог рук. Появилась задача количественной оценки интенсивности рентгеновского излучения. Для данной цели стали применять флюоресценцию, фото- и тепловые эффекты, а также химические методы. В дальнейшем работы в этом направлении выделились в отдельную область дозиметрии – рентгенометрию, в рамках которой определился набор основных измеряемых величин и сформировались практически все методы современной дозиметрии.

Дозиметрия всегда была тесно связана с практикой радиологии, потому что длительное время радиологи оставались единственной большой группой пользователей радиоактивных источников. Главной задачей радиологов был проводившийся время от времени простой контроль количества излучения, вырабатываемого их рентгеновскими аппаратами. Это было достаточно трудной задачей для первых газонаполненных рентгеновских трубок, сугубо индивидуальных по характеристикам и нестабильных в эксплуатации. Проблема существенно упростилась после введения в 1913 г. относительно стабильных рентгеновских вакуумных трубок Кулиджа с нитью накаливания [3].

В ранних измерениях рентгеновского излучения использовалось много разных эффектов, в т.ч. калориметрические, химические, фотографические, калориметрические. В 1925 г. для этих целей стали применять ионизационную камеру. Большой вклад в эти работы внесли советские учёные, в частности П.И. Лукирский, который в 1924 г. провёл исследование возможностей ионизационных измерений. Ионизационная камера отличалась от предыдущих детекторов удобством, чувствительностью, стабильностью и воспроизводимостью. Однако оказалось, что две идентичные воздушные ионизационные камеры, отличающиеся только материалом стенок, в одних и тех же полях ионизирующего излучения могут давать разные токи ионизации. Чтобы устранить влияние стенок, Дуан (Duane) с коллегами разработали открытую ионизационную камеру на свободном атмосферном воздухе. Для выработки международных стандартов в 1925 г. была создана Международная комиссия по радиологическим единицам – МКРЕ (International Commission on Radiological Units – ICRU). Позднее к названию комиссии было добавлено “и измерениям”, но первоначальная аббревиатура сохранилась.

До 1942 г. дозиметрия использовалась практически только медиками-радиологами. С 1942 г., когда Энрико Ферми в Чикагском университете запустил первый ядерный реактор, объём ядерно-физических работ резко возрос, стало производиться большое количество радиоактивных нуклидов. Проблемы

радиационной безопасности стали актуальными не только для работников атомной промышленности, но и для широких слоёв населения. Дозиметрия начинает обслуживать не только физиков и медиков, но и биологов, химиков, работников промышленности и сельского хозяйства – всех тех, кто так или иначе оказался связанным с использованием ионизирующих излучений.

Расширился круг задач, решаемых дозиметрией. Кроме первоначальной задачи радиационной безопасности она стала использоваться в радиационно-физических, радиационно-химических и радиобиологических областях исследований. Без нормального дозиметрического обеспечения невозможно применение ионизирующих излучений и радионуклидов в медицине, промышленности и сельском хозяйстве.

В настоящее дозиметрия играет важную роль в охране окружающей среды, где она используется для контроля радиационных полей и рассеянных радионуклидов естественного и искусственного происхождения.

Применение в науке и технике ускорителей заряженных частиц поставило перед дозиметрией задачи измерения мощных или высокоэнергетичных потоков частиц. Полёт Ю.А. Гагарина в космос 12 апреля 1962 г. выдвинул перед дозиметрией новый класс задач.

В дозиметрии используется множество разнообразных приборов для измерения ионизирующих излучений. Приборы эти постоянно совершенствуются за счёт применения новых детекторов и микропроцессорной обработки.

Проблема обеспечения единства измерений ионизирующих излучений выдвинула на первый план метрологию ионизирующих излучений и радиоактивности. Сугубо статистический характер процесса распада измеряемых радиоактивных веществ, внешнего фона и процессов регистрации частиц в детекторах не даёт возможности достигать точностей, характерных для других областей физики, например, в оптике и электричестве. Во многих практических случаях измерений ионизирующих излучений, например в радиометрии, точность на уровне 30%, а то и 50% считается допустимой. Вообще говоря, порядок предельно достижимой точности в данной области составляет 0,1%.

Для оценки и предупреждения радиационной опасности для человека необходимо количественное определение дозы облучения. Радиобиологи и врачи свои оценки допустимых с биологической точки зрения уровней излучения могут делать только на базе корректных измерений, выполняемых физиками-дозиметристами. Дозиметрические измерения должны давать количественную оценку влияния ионизирующих излучений на облучаемый объект. Во многих случаях связь между поглощённой энергией и результирующим эффектом весьма сложна, и одного знания дозы недостаточно для предсказания последствий облучения, зависящих ещё и от пространственного распределения энергии по объекту, длительности облучения, типа и энергии ионизирующего излучения. Оказывается необходимым одновременно измерять несколько взаимозависимых физических величин, комбинация которых связана с ожидаемым радиационным эффектом. Таким образом, дозиметрия требует привлечения методов радиационной физики.

Помимо экспериментальных результатов важную роль играют в дозиметрии расчётные методы, базирующиеся на законах взаимодействия излучения с веществом.

Дозиметрия ионизирующих излучений представляет собой прикладную науку, но разнообразие и оригинальность применяемых методов и средств делает её увлекательной областью знаний, требующей нестандартного подхода и хорошего понимания физики процессов, происходящих как в материале облучаемого объекта, так и в детекторе измерительного прибора.

1.2. ПРОЦЕСС СТАНОВЛЕНИЯ ОСНОВНЫХ ПОНЯТИЙ ДОЗИМЕТРИИ

Все радиационные воздействия обуславливаются энергией излучения, поглощаемой облучаемым объектом. Основной дозиметрической величиной является *доза* как мера этой поглощённой энергии. В сущности, под дозиметрией обычно понимают измерение *дозы* с помощью *дозиметров*. Это правильное представление, если под *дозой* понимать *поглощённую дозу*, т.е. количество энергии, выделенное ионизирующим излучением в единице массы облучаемого вещества. Однако в литературе термин доза используется в нескольких различных значениях, что связано с различными типами измерений, признанных возможными и полезными при изучении и контроле воздействия ионизирующих излучений на вещество, а именно:

- Измерение поглощённой дозы в веществе в данной точке пространства.
- Измерение энергии, высвобожденной косвенно ионизирующими частицами (фотонами и нейтронами) в единице массы некоторого эталонного материала в выбранной точке пространства. В качестве эталонного материала выбирают воздух, графит, биологическую ткань (*экспозиционная доза, керма*).
- Измерение количества или энергии частиц (квантов), падающих в данную точку – *поток, плотность потока, флюенс (перенос), интенсивность излучения*.
- Измерение некоторой функции количества и энергии частиц и квантов, падающих в данную точку. Например, в качестве функции можно выбрать произведение поглощённой дозы на коэффициент качества, отражающий различную чувствительность различных тканей к облучению.

Термин “дозиметрия ионизирующих излучений” обычно используется применительно ко всем вышеупомянутым типам измерений, а не только к измерению поглощённой дозы.

Исследования зарубежных учёных наряду с работами советских исследователей Д. И. Наследова и В. М. Дукельского сыграли большую роль в установление единицы дозы рентгеновского излучения, принятой на Втором международном конгрессе радиологов в 1928 г. и названной в честь первооткрывателя рентгеном (Р). Рентген был определён следующим образом: “Это единица количества х-излучения, которое после нейтрализации всех вторичных электронов и исключения влияния стенок в одном кубическом сантиметре атмосферного воздуха при температуре 0 °С и давлении 760 мм рт. ст. создаёт проводимость, обеспечивающую накопление одной электростатической единицы заряда

при токе насыщения”. Из этого определения следует два факта: а) введено определение единицы, но не определена физическая величина, единицей которой является эта единица; б) в данном определении введён термин “количество” (quantity), который используется для характеристики непрерывной величины (amount).

В 1937 г. МКРЕ изменила определение рентгена следующим образом: “Международная единица количества или дозы х-излучения называется “рентген” и обозначается символом “r”... Один рентген есть количество х- или γ -излучения, такое, что соответствующее корпускулярное излучение создаёт в 0,001293 г воздуха одну электростатическую единицу электрического заряда любого знака”. Здесь можно отметить три основные особенности: 1) в данном определении термин “количество” ещё более неопределённый, так как предполагается, что это синоним термину “доза”, совершенно не определённого на тот момент. И оба эти термина применяются к непрерывной величине, которая может быть полным количеством рентгеновских фотонов или, что более вероятно, их полной энергией. Любая интерпретация имеет тот недостаток, что “количество” х-лучей, соответствующее одному рентгену, является функцией энергии их фотонов. 2) Хотя понятие “доза” не определено, МКРЕ со всей очевидностью намеревалась сделать его скорее некой мерой поля рентгеновского излучения, чем упростить понимание ионизации, вызванной в воздухе. Тем не менее двойственное использование слова “доза” уже имеет место, и оно не было устранено (discouraged) определением, принятым в 1937 г. Термин “доза” использовался некоторыми даже в смысле энергии, выделенной в ткани, хотя в приложении к отчёту за 1937 г. (МКРЕ, 1938) специально подчёркивается, что “дозу нельзя путать с энергией, выделяемой излучением в ткани.” 3) Включение в определение словосочетания “соответствующее корпускулярное излучение” указывает на очень важное фундаментальное изменение в понимании рентгена.

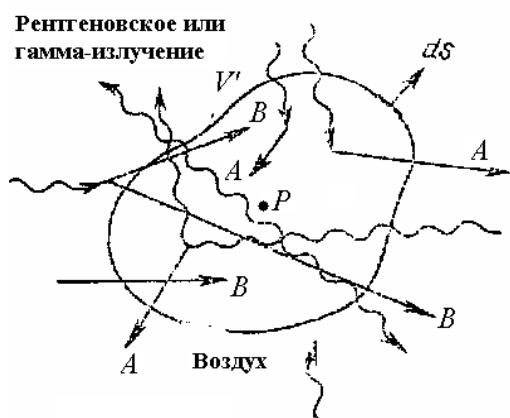


Рис. 1.1. Иллюстрация принципа электронного равновесия, а также сравнение определений единицы измерения рентген, сделанных МКРЕ в 1928 и 1937 гг.

Для его объяснения обратимся к рис. 1.1. Рассмотрим большой объём воздуха, равномерно облучаемый рентгеновскими лучами, в котором выделен маленький объём V' с центром в интересующей нас точке P . Согласно опреде-

лению 1928 г. количество рентген в точке P в течение некоторого времени наблюдения получается путём измерения величины электростатического заряда (любого знака), созданного внутри V' , и деления его на объём содержащегося в V' воздуха при температуре $0\text{ }^{\circ}\text{C}$ и давлении 760 мм рт. ст. . Чтобы избавиться от необходимости определения действия ионизирующего излучения при $0\text{ }^{\circ}\text{C}$ и 760 мм рт. ст. в определении 1937 г. присутствует *масса* воздуха ($0,001293\text{ г}$), и заряд делится на эту массу, а не на объём. Очевидно, что ионизация, имеющая место в V' , обусловлена вкладом электронов (типа B на рис. 1.1), которые пересекают объём V' после возникновения где-то в другом месте, а также электронов (типа A), порождённых в объёме V' .

В противоположность этому в соответствии с определением 1937 г. количество рентген в точке P должно определяться суммарным зарядом, образуемым только электронами типа A , т.е. образованными в V' , делённым на массу воздуха, содержащегося в объёме V' . Различие заключается в том, что согласно определению 1937 г. количество рентген определяется полем, существующим в точке P , тогда как в определении 1928 г. оно определяется полем, *усреднённым* по области, внешняя граница которой отстоит от поверхности V' на величину максимальной длины пробега вторичного электрона. По сути дела определение 1937 г. представляло рентген как единицу, описывающую поле рентгеновского излучения в заданной точке, а не как энергию, поглощённую в локальном объёме.

Хотя изменения, внесённые в определение рентгена, были существенными, они мало сказались на методе экспериментального определения этой единицы. Дело в том, что не было способа реально измерить ионизацию согласно определению 1937 г. Ионизация, создаваемая электронами типа A на рис. 1, не может быть отделена от ионизации, создаваемой электронами B . Однако при определённых условиях можно измерить величину заряда, *эквивалентную* создаваемой электронами типа A . Если каждый электрон, покидающий V' , замещается другим электроном, поступающим в V' с той же энергией, то заряд, создаваемый внутри V' , оказывается равным заряду, создаваемому в других местах электронами, берущими начало внутри V' , то говорят, что в точке P существует *равновесие заряда и частиц (электронное равновесие)*. В таком случае необходимо измерять только полный заряд, создаваемый в V' , что и делается на практике.

Поскольку именно этот заряд и надо было измерять согласно определению 1928 г., можно задаться вопросом, какое же изменение, собственно говоря, было сделано в 1937 г.? Можно ответить, что изменилось количественное содержание рентгена. С точки зрения практики фундаментальный метод измерения остался прежним. Подводя итог, можно сказать, что до 1937 г. открытая воздушная ионизационная камера измеряла то, что предполагалось, после 1937 г. — *эквивалент* того, что предполагалось измерять.

Принятие определения 1937 г. произошло в большой мере благодаря теоретическим и экспериментальным работам Л. Г. Грея по проблеме закрытых ионизационных камер. Такие камеры с “воздухоэквивалентными” стенками имели меньшие размеры и обладали большей гибкостью по сравнению с от-

крытыми воздушными камерами, особенно при высоких энергиях рентгеновского излучения.

В период с 1937 по 1950 г. МКРЕ не принимала никаких решений из-за Второй мировой войны. Однако появление в этот период атомного оружия и ядерных реакторов, расширение использования высокоэнергетичных ускорителей заряженных частиц привело к необходимости расширения концепций и величин, описывающих ионизационные излучения. Единица рентген стала неадекватной не только потому, что она относилась только к рентгеновским и гамма-лучам, но также и потому, что не являлась мерой поглощённой энергии. В 1948 г. Паркер предложил ввести единицу, названную *физическим эквивалентом рентгена* – *фэр* (roentgen-equivalent-physical – *rep*). Первоначально эта единица определялась как “доза ионизирующего излучения, которая обеспечивает поглощение 84 эрг/см^3 в ткани”. Число 84 эрг/см^3 было выбрано потому, что оно равно энергии, выделяемой в воздухе жёстким рентгеновским излучением. Позднее оно было заменено на 93 эрг/см^3 , которое посчитали более важным, поскольку он представляет энергию, поглощённую богатой водой *тканью*, подверженной облучению рентгеновским излучением 1 рентген. Кроме того, эта замена позволяла избежать необходимости учёта вариаций плотности материала. В литературе вскоре появились и другие цифры, поскольку указанная величина зависит от количества электронвольт энергии, затрачиваемого на образование пары ионов в воздухе, $W_{\text{возд}}$, которое само обладает неопределённостью порядка 4%. Вследствие этих вариаций в определении *фэр* эта единица постепенно становилась всё менее и менее полезной для прецизионных научных измерений. В 1950 г. МКРЕ признала необходимым ввести концепции и величины, более общие по сравнению с рентгеном: “Для установления соответствия дозы ионизирующего излучения с биологическим или родственными ему эффектами МКРЕ рекомендует представлять дозу в терминах количества энергии, поглощённой в единице массы (эрг на грамм) облучаемого вещества в заданной точке. В предшествующем предложении под “энергией, поглощённой...” понимать энергию, введённую в материал в заданной точке”.

Это можно считать зародышем определения *поглощённой дозы*, введённого тремя годами позже. Особо отметим использование термина “доза” для обозначения энергии, поглощаемой облучаемым материалом. Оно означало полный отказ от смысла, вкладываемого в этот термин в определении рентгена 1937 г., хотя само определение осталось без изменения. С данного момента доза любого ионизирующего излучения должна была определяться в эргах на грамм, тогда как рентгеновское и гамма-излучение по-прежнему выражались в рентгенах. Ясность в понимании термина “доза” опустилась до минимума, и оставалось только ожидать исправления ситуации.

В 1953 г. МКРЕ ввела новую величину, поглощённую дозу, которая представляет собой реальный шаг в направлении улучшения терминологии дозиметрии.

“Поглощённая доза любого ионизирующего излучения представляет собой количество энергии, переданное ионизирующими частицами единице массы облучаемого вещества в заданной точке. Она выражается в радах (rad). Рад есть поглощённая доза в 100 эрг/г .” Единица рад предназначена для замены *фэр*

(гер). Численно эти две единицы отличаются на 5–10%, поэтому переход к новым единицам не создал особых трудностей. Однако рад обладает тем преимуществом, что его величина не зависит от $W_{возд}$; он определён произвольно как 100 эрг/г в любом материале.

В то же самое время, когда было введено определение поглощённой дозы, МКРЗ ввела определение *количества излучения* в виде интеграла от интенсивности (выражаемого, например, в эргах на квадратный сантиметр). Определение рентгена осталось без изменения. “Доза” по-прежнему была не определена, хотя из определения рентгена и *количества излучения* можно было вывести, что она родственна интегралу по времени от интенсивности. Понимаемая таким образом доза в рентгенах представляется как интеграл по времени от интенсивности, необходимой для создания определённого ионизационного эффекта в воздухе, что следует из определения рентгена. Как уже говорилось выше, такое определение нежелательно вследствие неопределённости коэффициента поглощения квантов воздухом.

Столь долгая неопределённость в значении дозы и её связи с рентгеном была, наконец, устранена в 1956 г., когда МКРЕ ввела определение *экспозиционной дозы* как физической величины, единицей измерения которой является рентген.

“МКРЕ чувствует, что желательно ориентировать радиологов на более общее использование единицы рад и термина “поглощённая доза”. Поскольку их введение в 1953 г. вызвало необходимость устранения возможного смешения термина “поглощённая доза” с более общим термином “доза”, величиной, измеряемой в рентгенах. В 1953 г. Комиссия сочла термин “доза” слишком общим и часто используемым в медицине и фармакологии с недостаточной определённостью, и вопрос о его определении был оставлен открытым. Комиссия по-прежнему придерживается того же мнения и считает, что термин для величины, измеряемой в рентгенах, должен быть более ограниченным. В качестве такой величины рекомендуется “экспозиционная доза”.

В действительности МКРЕ считала предпочтительным использование термина “экспозиция”, а не “экспозиционная доза”, чтобы не использовать термин “доза” в предыдущей связке с рентгеном. Однако комбинация со словом доза показалась некоторым членам Международной комиссии по радиобиологической защите – МКРЗ (International Commission on Radiological Protection – ICRP) предпочтительной, поскольку давала возможность избежать изменения существующего законодательства, где уже использовалось слово “доза”. Позже слово “доза” было удалено (МКРЕ, 1962), поскольку необходимость в нём исчезла, и МКРЕ рекомендовала окончательно использовать термин “экспозиция” для величины, измеряемой в рентгенах.

Определение *экспозиционной дозы* 1956 г. приобрело лаконичную форму: “Экспозиционная доза рентгеновского или гамма-излучения в заданной точке есть мера излучения, основывающаяся на его способности производить ионизацию”.

В определении рентгена 1937 г. изменилось только начало: “Один рентген есть экспозиционная доза рентгеновского и гамма-излучения, такая, что ...”. В 1962 г. оно приняло окончательную форму, которая будет приведена ниже.

Там основной упор сделан не на единицу, а на измеряемую величину, т.е. на экспозицию.

С 1 января 1982 г. ГОСТом 8.417-81 (СТ СЭВ 1052-78) в СССР была введена в действие Международная система единиц физических величин (СИ) как обязательная при использовании в народном хозяйстве. Как обязательные введены также десятичные кратные и дольные единицы. Существуют единицы, которые наравне с единицами СИ допущены к применению в обоснованных случаях без ограничения срока. Среди них: тонна (т) и атомная единица массы (а.е.м.) для массы; минута (мин), час (ч), сутки (сут) для времени; литр (л) для объема; электрон-вольт (эВ) для энергии.

Наряду с единицами СИ используются такие внесистемные единицы, как рентген, рад, бэр и кюри, которые должны были изыматься из обращения после переходного периода.

Учитывая широкое использование в различных отраслях народного хозяйства этих единиц, "Методическими указаниями РД 50-454-84 Госстандарта о порядке внедрения и применения ГОСТ 8.417-81 в области ионизирующих излучений" установлен единый для всех министерств и ведомств СССР переходный период до 1 января 1990 г. В связи с этим в литературе наряду с единицами СИ приводились внесистемные единицы измерения дозовых характеристик полей ионизирующих излучений.

В связи с переходом к системе СИ за единицу экспозиционной дозы принят кулон на килограмм воздуха (Кл/кг), а мощность экспозиционной дозы, представляющая собой производную от экспозиционной дозы по времени, dX/dt , приобрела размерность тока на единицу массы, А/кг.

Экспозиционная дозы 1 К/кг равна 3876 Р. При этом дальнейшее использование экспозиционной дозы вызвало новые трудности, так как в целочисленных единицах можно было измерять лишь фантастически большие дозы, не представляющие практического интереса для области радиационной безопасности. Однако необходимость в более мелких производных единицах в системе СИ оказалась не единственным неудобством. В конце концов, все дозиметрические величины служат одной цели – определению степени радиационной опасности для человека, и имея в распоряжении измеренную экспозицию, всё равно приходится использовать множество дополнительных множителей. Поэтому специальная международная комиссия, созданная МКРЗ, в 1994 г. приняла окончательное решение отказаться от термина «экспозиционная доза» и его единиц. Для описания внешнего поля излучения при мониторинге окружающей среды предложены две физические величины: *амбиентная эквивалентная дозы* (ambient equivalent dose), $H^*(d)$, для сильнопроникающего излучения, и *направленный эквивалент дозы*, $H'(d)$ – для слабопроникающего. Величина $H^*(d)$ используется для определения влияния излучения на глубоко расположенные в теле органы и мягкие ткани. Принято считать, что радиобиологический ущерб при облучении сильнопроникающим излучением под рассматриваемой точкой на теле в оценках адекватен эквивалентной дозе на глубине $d = 10$ мм. Величина $H'(d)$ используется для оценки радиоактивного поражения кожи. Следует отметить, что эти величины уже измеряются в *зивертах* (Зв).

Дозиметрист, проводящий измерения, получает в этом случае данные об опасности нахождения на местности, не прибегая к дополнительным расчётам. Однако при этом необходимость в дополнительных расчётах возникает в другой ситуации, когда требуется получить данные о радиационном воздействии не на человека, а на другие природные объекты.

На первом этапе развития эквидозиметрии (дозиметрии с использованием эквивалентной дозы) предлагалось использовать измерители поглощенной дозы фотонного и нейтронного излучений, которые должны были градуироваться либо как измерители кермы, либо как измерители максимальной эквивалентной дозы, создаваемой при нормальном падении параллельного пучка излучения на тканезквивалентный фантом [4]. Эта концепция была положена в основу ГОСТ 25935–83, регламентировавшего методы измерения основных параметров дозиметрических приборов. Следует отметить, что дозиметр, отградуированный по максимальному значению эквивалентной дозы в полях излучений разных энергий, не позволит определить максимальную эквивалентную дозу в поле смешанного излучения. Это связано с тем, что максимальная эквивалентная доза создается различными видами излучений на разных глубинах тела человека. Поэтому максимальная эквивалентная доза смешанного излучения будет всегда меньше суммы максимальных доз, создаваемых его отдельными компонентами. Указанное обстоятельство является одним из основных недостатков концепции, установившей требования к дозиметрам поглощенной и эквивалентной дозы на первом этапе эквидозиметрии. Другим недостатком явилось то, что предложенная концепция инструментального контроля не позволяла достаточно четко разделить части эквивалентной дозы, которые должны сравниваться с пределами дозы для разных групп критических органов, например всего тела и кожных покровов. Эти пределы различаются в шесть раз.

Второй этап эквидозиметрии характеризуется разработкой единых требований к индивидуальным и инспекционным дозиметрам всех видов ионизирующих излучений, показания которых должны более адекватно отражать воздействие излучений на человека.

В основу новой концепции положено требование к дозиметрам определять эквивалентную дозу на фиксированных глубинах тела человека для всех видов ионизирующих излучений. Устанавливается, что с целью сравнения с дозовым пределом для первой группы критических органов (все тело) индивидуальный дозиметр должен измерять эквивалентную дозу на глубине 10 мм (1 г/см^2) стандартной ткани человека (глубинная доза). Степень облучения кожного покрова (критический орган третьей группы) должна контролироваться индивидуальным дозиметром, измеряющим среднее значение эквивалентной дозы в слое толщиной 5 мг/см^2 за тканезквивалентным слоем толщиной 7 мг/см^2 (поверхностная доза). Имеются основания предполагать, что если поверхностная и глубинная дозы не превосходят установленных для них пределов, предел дозы для критических органов второй группы также не будет превышен.

Сложнее обстоит дело с выработкой общих требований к инспекционным измерителям эквивалентной дозы. Мощность поглощенной дозы в отличие от мощности экспозиционной дозы и кермы не может быть характеристикой поля

излучения в отсутствие объекта. То же относится к мощности эквивалентной дозы. Чтобы охарактеризовать поле излучения, необходимо внести в него объект из тканеэквивалентного вещества определенного размера и формы и определить мощность эквивалентной дозы в некоторой точке этого объекта. Для характеристики поля излучения при контроле радиационной безопасности МКРЕ предложила новую величину – AMBIENTную эквивалентную дозу (ambient dose equivalent) [5]. Чтобы определить эту величину в некоторой точке поля излучения, в поле вводится шар из тканеэквивалентного вещества диаметром 30 см и плотностью 1 г/см^2 , центр которого совмещается с этой точкой. Затем рассматривается гипотетическое поле излучения, идентичное реальному по составу, флюенсу и энергетическому распределению, но мононаправленное и однородное в пределах сечения шара. AMBIENTная эквивалентная доза в рассматриваемой точке поля равна значению эквивалентной дозы в точке шара на глубине 10 мм от его поверхности по диаметру, параллельному направлению распространения моноэнергетического однородного излучения.

МКРЕ рекомендовала в качестве инспекционных дозиметров контроля радиационной безопасности использовать измерители мощности AMBIENTной эквивалентной дозы. Эти рекомендации закладываются в основу проектов рекомендаций Международной электротехнической комиссии (МЭК) на общие технические требования к переносным измерителям мощности эквивалентной дозы фотонного и β -излучения, а также нейтронного излучения для целей радиационной защиты. (Разрабатывая рекомендации, регламентирующие общие технические требования к измерителям мощности эквивалентной дозы фотонного излучения, МЭК не оставила попыток сформулировать требования к приборам для инструментального контроля мощности кермы. Эти приборы, переносные и стационарные, по мнению МЭК, могут быть использованы для оценки радиационной обстановки, создаваемой фотонным излучением на местности.)

Инструментальный контроль мощности AMBIENTной дозы, по мнению МКРЕ, не завышает и существенно не занижает значение мощности эффективной эквивалентной дозы при воздействии на человека фотонного излучения.

Концепция контроля эквивалентной дозы промежуточных нейтронов требует совершенствования.

Предложение использовать для инструментального контроля AMBIENTную эквивалентную дозу не было единственным. В СССР была рекомендована для характеристики поля излучения новая величина – полевая эквивалентная доза. В отличие от AMBIENTной эквивалентной дозы, для определения которой в поле вводится шар диаметром 30 см, полевая эквивалентная доза определяется как эквивалентная доза в центре шара из тканеэквивалентного вещества радиусом 10 мм, шар помещен в интересующую точку поля излучения, с центром в этой точке. Целесообразность измерения этой величины в большей степени согласовывалась с концепцией радиационного контроля, принятой в СССР в 1987–1988 гг., согласно которой оценке подлежит индивидуальная максимальная эквивалентная доза в критическом органе.

Размер тканеэквивалентного шара, входящего в определение полевой эквивалентной дозы, выбран исходя из того, что минимальная глубина залегания основных критических органов тела человека составляет 10 мм, а форма вы-

брана из соображений изотропии. Для проникающих излучений максимальная эквивалентная доза локализуется обычно на этой глубине или же мало отличается от эквивалентной дозы на глубине 10 мм. Накопление вторичного излучения в теле человека может увеличивать максимальную эквивалентную дозу по сравнению с полевой, а самоэкранирование тела – уменьшить. Дозы, тем не менее, различаются из-за этих факторов обычно на коэффициент, не превышающий двух. Исключение составляют медленные и промежуточные нейтроны, для которых накопление вторичного γ -излучения очень велико. Дополнительные сведения о составе и энергетическо-угловом распределении излучения позволяют на практике уточнить переход от полевой к максимальной эквивалентной дозе.

Между тем не все считали эквивалентную дозу физической величиной, которая по определению считается свойством физического объекта. Применимо ли это к человеку, остаётся дискуссионным. Тем более что задание коэффициента в значительной степени является волевым решением. Хотя однозначное определение эквивалентной дозы через физические величины позволяет производить ее расчеты и не ставит ограничений в разработке инструментальных методов ее оценки.

В конце 80-х годов прошлого столетия проводились работы по пересмотру зависимости коэффициента качества от линейной передачи энергии (ЛПЭ) ионизирующего излучения в веществе. Делались также попытки внести более существенные изменения в определение коэффициента качества излучения, k . Это является следствием более глубокого анализа радиобиологических экспериментов, проводимых с разными видами излучений. Предлагались новые формулы для определения k , что существенно усложняло не только их определение, но и применимость в практике радиационной безопасности. МКРЕ в 1986 г. посвятила специальный доклад вопросу о коэффициенте качества [6]. В этом докладе сделана попытка определить эквивалентную дозу через коэффициент качества, являющийся функцией не макродозиметрической величины ЛПЭ, а стохастической микродозиметрической величины линейной энергии, определяемой не теоретически, а экспериментальными методами микродозиметрии [7] – нового раздела дозиметрии. Использование этой концепции приводит к средним коэффициентам качества k различных видов излучений, заметно отличающимся от принятых в настоящее время. Принятие этой концепции должно было сопровождаться либо уменьшением дозовых пределов, либо, при их сохранении, увеличением дозовых нагрузок на значительный контингент людей. Поэтому решиться на изменение концепции качества излучения принять было очень непросто.

В 1990 г. МКРЗ в Публикации 60 [8] изменила свои рекомендации по формальной зависимости между коэффициентом качества k и ЛПЭ, сохранив при этом максимальную возможную простоту, которая отражает отсутствие в настоящее время точных радиобиологических данных для человека и правильное понимание практических аспектов радиационной безопасности. В настоящее время коэффициенты качества k отменены и вместо их пользуются весовыми коэффициентами излучения w_R , имеющими тот же смысл, но определяю-

щимися исключительно на основе накопленных радиобиологических данных о влиянии различных видов ионизирующего излучения на человека.

В последние годы развернулась дискуссия о принципах радиационной защиты, которая должна быть отражена в новой публикации МКРЕ 2005 г. Ныне действующие рекомендации, первоначально изложенные в Публикации 60 и затем дополнявшиеся в течение последующих 12 лет, подвергаются дальнейшим изменениям. Комиссия должна свести воедино всю совокупность количественных величин, которые были рекомендованы приблизительно в десяти её отчетах. Это сделано в т.н. «Меморандуме» [9] Кларка, нынешнего председателя МКРЗ. Там намечены пути разработки упрощенного и более последовательного документа по философии защиты для начала XXI в. Какого-либо радикального пересмотра не предусматривается, а представлены скорее только более логически строгое изложение современной политики в области радиационной защиты и упрощенное применение системы защиты.

Сейчас МКРЗ пытается сделать систему радиационной защиты более консолидированной и всеобъемлющей, признавая необходимость сохранения стабильности как международных, так и национальных регулирующих документов, во многих из которых лишь недавно были учтены Публикации 60. Предлагаемые изменения отражают новые накопленные научные данные, а также сдвиги в развитии общества. В частности, МКРЗ предполагает отказаться от термина "эквивалентная доза", чтобы избежать путаницы с термином "эквивалент дозы" при переводе на другие языки и использовать термин «взвешенная средняя поглощенная доза для органа или ткани». Предполагается также пересмотреть основу, используемую для выведения числовых значений не только взвешивающего коэффициента излучения W_R , но и взвешивающего тканевого коэффициента W_T , используемого при определении эффективной дозы.

Приведенное выше далеко не полное описание процесса становления основных понятий дозиметрии показывает его сложность и неоднозначность, и вполне возможно, что он ещё далёк от своего завершения.

2. ИСТОЧНИКИ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ

2.1. РАДИОАКТИВНОСТЬ

Для понимания основного материала этого пособия необходимо вспомнить некоторые закономерности и величины ядерной физики [10].

Атомное ядро, центральная массивная часть атома, состоит из нуклонов (заряженных протонов и нейтральных нейтронов). Заряд протона равен заряду электрона с противоположным знаком. Число протонов в ядре (атомный номер Z) определяет его заряд. Массы протона и нейтрона приблизительно равны и составляют около 1840 масс электрона. Общее количество нуклонов в ядре называют массовым числом A . Ядра с различными Z и A называют нуклидами. Массовое число и атомный номер нуклида указывают соответственно вверху и внизу слева от символа соответствующего элемента (например, $^{90}_{38}\text{Sr}$, $^{239}_{94}\text{Pu}$).

Химические свойства элемента определяются зарядом его ядра Z . Разновидности данного химического элемента, различающиеся по массе ядер, называются изотопами. Обладая одинаковыми зарядами ядер Z , но различаясь числом нейтронов, изотопы имеют одинаковое строение электронных оболочек, т.е. очень близкие химические свойства, и занимают одно и то же место в периодической системе химических элементов. Термин «изотоп» происходит от греческих слов— *ισοος* — одинаковый и *τοπος* — место.

В настоящее время известно 276 стабильных изотопов, принадлежащих 83 природным элементам. Стабильные изотопы встречаются только у элементов с $Z < 83$. Однако большинство известных изотопов (более 2000 изотопов 107 природных и искусственно синтезированных элементов) не являются стабильными и обладают свойством **радиоактивности** — способностью некоторых ядер самопроизвольно (спонтанно) превращаться в другие ядра.

Термин «радиоактивность» произошел от латинских слов *radio* — излучаю, *radius* — луч и *activus* — действенный. Открытие радиоактивности датируется 1896 г., когда французский физик А. Беккерель обнаружил испускание ураном неизвестного проникающего излучения, названного им радиоактивным. В 1934 г. французские физики Ирен и Фредерик Жолио-Кюри открыли искусственную радиоактивность, т.е. радиоактивность ядер — продуктов ядерных реакций, которая впоследствии приобрела особенно важное значение. Из общего числа (~ 2000) известных радиоактивных нуклидов лишь около 300 — природные, а остальные получены искусственно. Радиоактивные изотопы химических элементов называют радионуклидами.

В результате радиоактивного превращения, которое часто называют радиоактивным распадом, из ядра с атомным номером Z и массовым числом A возникает новое ядро с иным атомным номером Z' , с иным или тем же массовым числом, или с иным квантово-механическим состоянием. Известны следующие основные типы радиоактивных превращений: альфа-распад, все виды β -распада и спонтанное деление ядер.

Бета-радиоактивность и электронный захват. β -Радиоактивность заключается в испускании атомным ядром β^- или β^+ -частиц. Ядро с массовым числом A и с атомным номером Z в результате β^- или β^+ -распада превращается в ядро с атомным номером, соответственно $Z + 1$ или $Z - 1$. При электронном захвате отрицательный электрон, находящийся на одной из орбит электронной оболочки атома с атомным номером Z , захватывается ядром, которое превращается в ядро с атомным номером $Z - 1$. Все три типа радиоактивности обусловливаются превращением в ядре нейтрона в протон или протона в нейтрон.

Альфа-радиоактивность. α -Радиоактивность заключается в испускании ядром α -частицы, которая представляет собой ядро гелия с массовым числом 4 (He^{++}), несущее два положительных элементарных заряда. Поэтому, испуская α -частицу, радиоактивный элемент с массовым числом A и атомным номером Z превращается в изотоп с массовым числом $A - 4$ и атомным номером $Z - 2$.

Спонтанное деление. Спонтанное деление наблюдается лишь у наиболее тяжелых атомов и состоит в распаде ядра атома на два осколка со средними массовыми числами, который сопровождается испусканием от 2 до 3 нейтронов. Сумма массовых чисел и сумма зарядов ядер атомов осколков и испускаемых нейтронов равны массовому числу и заряду начального ядра. При делении наибольшие выходы (5–7%) имеют место для нуклидов с массовыми числами $A = 90 \div 105$ и $A = 130 \div 145$. Изотопы, получающиеся в результате деления, испытывают последовательный ряд β -распадов. Энергия, освобождаемая при расщеплении ядра на два осколка со средними массами, представляет собой огромную величину порядка 160 МэВ и в основном выделяется в виде кинетической энергии осколков. Характерными единицами энергии в ядерной физике являются электрон-вольт (эВ) и кратные ему килоэлектрон-вольт ($1 \text{ кэВ} = 10^3 \text{ эВ}$) и мегаэлектрон-вольт ($1 \text{ МэВ} = 10^6 \text{ эВ}$).

$$1 \text{ эВ} = 1,602 \times 10^{19} \text{ К} \times 1 \text{ В} = 1,602 \times 10^{19} \text{ Дж} = 1,602 \times 10^{12} \text{ эрг.}$$

Изомерный переход. Изомерным переходом называется вид ядерных превращений, при котором ядро, находящееся в возбужденном метастабильном состоянии, переходит с некоторым не слишком малым периодом полураспада на другой квантово-механический уровень. Ядро в этом случае испускает фотон или электрон внутренней конверсии и превращается в ядро с тем же значением Z или A , но уже находящееся в другом энергетическом состоянии.

В результате конкуренции разных путей распада возникают разветвления радиоактивных превращений. Для природных радиоактивных изотопов характерны разветвления, обусловленные возможностью α - и β -распадов. Для трансурановых элементов (т.е. элементов с массой большей массы урана) наиболее типичны разветвления, связанные с конкуренцией α (реже β^-)-распадов и спонтанного деления. Частным случаем ядерных превращений, протекающих двумя различными способами, является распад с испусканием β^+ -частиц и распад с электронным захватом.

2.2. ЗАКОН РАДИОАКТИВНОГО РАСПАДА

Вещество, имеющее в своем составе радионуклиды, называют радиоактивным. Каждое ядро радионуклида рано или поздно претерпевает превращение, распад. При этом ядра одного и того же нуклида распадаются не все одновременно: т.е. одни распадаются быстрее, а другие остаются неизменными очень долгое время. Радиоактивные ядра атомов, распадаясь, испускают тот или иной вид ионизирующего излучения. Уменьшение числа радиоактивных атомов для всех радионуклидов происходит по одному и тому же экспоненциальному закону:

$$N = N_0 \exp(-\lambda t), \quad (2.1)$$

где N_0 – число радиоактивных атомов в момент времени $t=0$; N – число оставшихся радиоактивных атомов в момент времени t ; λ – постоянная распада.

Постоянная распада показывает долю ядер, распадающихся в единицу времени. Из определения постоянной распада следует, что единицей измерения λ является величина, обратная единице измерения времени, с. Постоянная распада – вполне определенная и неизменная величина для данного вида ядер, данного радионуклида. Численное значение постоянной распада радионуклидов можно найти в таблицах или рассчитать, зная $T_{1/2}$ радионуклида. Например, постоянная распада радионуклида $\lambda=0,01$; это означает, что в каждую секунду распадается такая часть наличных атомов. В различные отрезки времени всегда имеется различное число радиоактивных атомов, но λ остается постоянной для данного радионуклида и не зависит ни от времени распада, ни от количества радиоактивных атомов.

Закон радиоактивного распада применим только к большому числу радиоактивных атомов (при небольшом числе атомов наблюдаются статистические колебания около среднего значения). Закон применим как для естественных, так и для искусственных радионуклидов.

Число распавшихся радиоактивных атомов можно определить из основного закона радиоактивного распада:

$$\Delta N = N_0 - N = N_0 - N_0 \exp(-\lambda t) = N_0 [1 - \exp(-\lambda t)]. \quad (2.2)$$

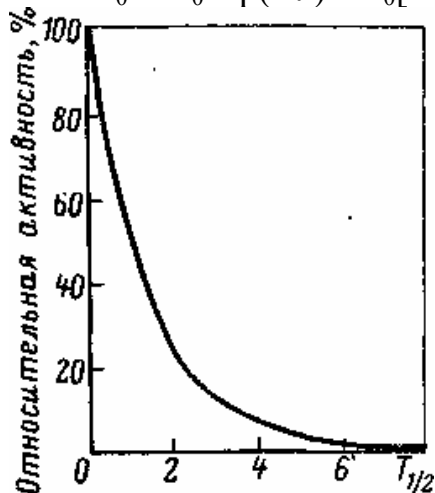


Рис. 2.1. Распад радионуклида

Зависимость, описывающая закон радиоактивного распада, может быть представлена графически (рис. 2.1). Из рисунка и формулы (2.1) видно, что количество оставшихся радиоактивных атомов зависит от времени распада. Со временем число радиоактивных атомов убывает по экспоненте, которая бесконечно приближается к оси времени, но не сливается с ней.

Продолжительность существования радионуклида обычно выражается периодом полураспада $T_{1/2}$. Эта величина строго постоянна для каждого радионуклида и, так же как и постоянная распада, характеризует его временную устойчивость.

Период полураспада $T_{1/2}$ – время, в течение которого число атомов радионуклида, а следовательно, и его активность уменьшаются в результате распада вдвое. $T_{1/2}$ для различных радионуклидов может измеряться от долей секунды до многих миллиардов лет. Период полураспада связан с постоянной распада следующим соотношением:

$$T_{1/2} = \ln 2 / \lambda = 0,6931 / \lambda. \quad (2.3)$$

2.3. АКТИВНОСТЬ

При работе с радиоактивными изотопами важно знать не массовое количество радионуклида, а его активность. Активность – одна из основных количественных характеристик радионуклида. **Активность радиоактивного нуклида** – это число спонтанных ядерных превращений dN этого нуклида за малый промежуток времени dt , деленное на это время:

$$a = dN/dt = \lambda N = 0,693 N / T_{1/2}. \quad (2.4)$$

Формула (2.4) показывает, что активность пропорциональна числу радионуклидов к моменту времени определения активности.

В единицах СИ активность измеряют в беккерелях (Бк). 1 Бк – одно ядерное превращение в одну секунду.

$$a = 1 \text{ расп.} \cdot \text{с}^{-1} = 1 \text{ Бк.}$$

Ранее использовалась другая единица активности – кюри (Ки). Эта единица названа в честь супругов Марии и Пьера Кюри¹. 1 Ки = $3,7 \times 10^{10}$ расп.·с⁻¹. Такое число распадов в одну секунду дает 1 г ²²⁶₈₈Ra. (За открытие именно этого элемента Мария Кюри получила свою вторую Нобелевскую премию в 1911 г.). Итак, 1 Ки = $3,7 \times 10^{10}$ Бк, следовательно, 1 Бк = $0,2703 \times 10^{-10}$ Ки.

Хотя распад ядер, как правило, сопровождается испусканием частиц или фотонов, лишь в частных случаях число испускаемых частиц совпадает с числом распадающихся ядер (например, для радионуклидов ³²₁₅P, ⁹⁰₃₈Sr). Например, радиоактивное ядро ⁴⁰₁₉K на один распад дает один позитрон и один γ-квант, а ⁶⁰₂₇Co – один электрон и два γ-кванта. Примером, когда число испускаемых ча-

¹ С 1 января 1980 г. стандартом СТ СЭВ 1052-78 "Метрология. Единицы физических величин" введена в действие Международная система единиц (СИ) как обязательная для применения.

Вместе с тем в ядерной физике, дозиметрии, радиационной физике и технике до последнего времени использовались и некоторое время будут встречаться внесистемные единицы физических величин.

стиц не совпадает с числом распадающихся ядер, может служить распад нуклида $^{64}_{29}\text{Cu}$, при котором 37,2% ядер претерпевает β^- -распад (с образованием стабильного нуклида $^{64}_{30}\text{Zn}$), 44,9% – электронный захват (EC) и 17,9% – β^+ -распад (с образованием стабильного нуклида $^{64}_{28}\text{Ni}$). В этом случае на 1 Бк приходится $(0,37 + 0,18) = 0,55$ β -частиц в 1 с.

Таким образом, справедливо лишь выражение «активность столько-то беккерелей», а выражения « α - или β -активность столько-то беккерелей» не являются строгими, хотя практически используются довольно часто. Когда говорят, что α -активность или β -активность нуклида равна 1 Бк, обычно имеют в виду истинную активность данного радионуклида, определенную по результатам измерения α - или β -излучения с учетом схемы распада этого радионуклида, позволяющей связать число испускаемых частиц с числом распадающихся ядер. Несовпадение активности с количеством испускаемых частиц можно учесть, если знать схему распада радионуклида.

Когда в радиоактивном препарате содержится смесь нескольких радионуклидов, то активность препарата определяется как сумма активностей отдельных радионуклидов. Зная, что в атомной массе A любого радионуклида содержится $6,023 \times 10^{23}$ атомов (число Авогадро), можно установить связь между активностью радионуклида a и его массой m :

$$a = m \times 6,023 \times 10^{23} \times 0,693 / (A T_{1/2}), \text{ Бк};$$

$$a = m \times 6,023 \times 10^{23} \times 0,693 / (A \cdot T_{1/2} \times 3,7 \times 10^{10}), \text{ Ки}, \quad (2.5)$$

где $T_{1/2}$ – период полураспада в секундах, $6,023 \times 10^{23}$ – число Авогадро; $6,023 \times 10^{23} / A$ – число атомов в одном грамме радионуклида.

В дозиметрической практике часто пользуются величиной удельной активности, характеризующей концентрацию радионуклида. *Удельная активность* – общая активность радионуклида, приходящаяся на единицу длины (q_L), площади (q_S), объема (q_V) или массы (q_m) в источнике. Указанные величины носят соответственно названия линейной, поверхностной, объемной и массовой удельной активности радионуклида.

2.4. ИОНИЗИРУЮЩЕЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Под *ионизирующим излучением* понимают любое излучение, взаимодействие которого со средой приводит к образованию электрических зарядов разных знаков. Ионизирующее излучение представляет собой поток заряженных и (или) незаряженных частиц, к которым в данном случае принято относить и рентгеновские, и гамма-кванты. Говоря о взаимодействии излучения со средой, имеют в виду взаимодействие этих частиц с веществом среды, в которой распространяется излучение. Различают *непосредственно ионизирующее излучение* и *косвенно ионизирующее излучение*. Непосредственно ионизирующее излучение состоит из заряженных частиц, кинетическая энергия которых достаточна для ионизации при столкновении с атомами вещества. Примером этому

могут быть α - и β -излучения радионуклидов, протонное излучение ускорителей и т.п.

Косвенно ионизирующее излучение состоит из незаряженных (нейтральных) частиц, взаимодействие которых со средой приводит к возникновению заряженных частиц, способных непосредственно вызывать ионизацию.

Примерами косвенно ионизирующего излучения могут служить нейтронное излучение, представляющее собой поток нейтронов, и фотонное излучение, представляющее собой электромагнитное ионизирующее излучение.

Ионизирующее излучение, состоящее из частиц одного вида одинаковой энергии, называется **однородным моноэнергетическим излучением**.

Ионизирующее излучение (в дальнейшем просто излучение), состоящее из частиц одного вида различных энергий, называется **немоноэнергетическим**. Так, β -излучение радиоактивных нуклидов всегда является немонаэнергетическим, так как оно состоит из β -частиц различных энергий. Немонаэнергетическим является тормозное излучение; в то же время легко получить моноэнергетическое характеристическое излучение.

Излучение, состоящее из частиц различного вида, называют **смешанным**.

В зависимости от характера распространения в пространстве различают **направленное** и **ненаправленное излучения**. Направленным будем называть излучение с выделенным направлением распространения. Это надо понимать таким образом, что в рассматриваемую точку пространства излучение приходит только по одному направлению. Например, излучение одного точечного источника в вакууме и коллимированный пучок излучения от ускорителя в вакууме являются направленными излучениями. Если бы эти излучения распространялись не в вакууме, а в рассеивающей среде, то, строго говоря, мы имели бы дело с ненаправленными излучениями, поскольку рассеянное излучение приходило бы в рассматриваемую точку по различным направлениям. Если рассматривать не один, а два точечных источника, не находящихся на одной линии с точкой наблюдения, то излучение в эту точку в вакууме будет проходить по двум направлениям, и его нельзя считать направленным.

У ненаправленного излучения иногда можно выделить преимущественное направление распространения. В частном случае симметричного относительно точки наблюдения расположения точечных источников одинаковой мощности можно выделить несколько равноценных преимущественных направлений. Однако если такие источники достаточно плотно и равномерно распределены по пространству, то все направления распространения излучения становятся равноценными. В этом случае говорят, что **излучение изотропно**. У изотропного излучения не удастся выделить преимущественного направления распространения.

Излучение распространяется в пространстве и во времени. В зависимости от характера распространения во времени различают **непрерывное** и **импульсное излучения**. Это два крайних случая поведения излучения во времени. Излучение будем считать непрерывным, если его характеристики (точнее, характеристики поля излучения, с которыми мы познакомимся позже) за рассматриваемый промежуток времени остаются постоянными. Однако за время наблюдения

характеристики излучения могут изменяться. Под импульсным будем понимать такое излучение, продолжительность действия которого значительно меньше времени наблюдения. Неопределенность критерия «значительно меньше» снимается в каждом конкретном случае.

Под *полем излучения* в дозиметрии понимают область пространства, каждой точке которой поставлены в соответствие физические величины (скалярные или векторные), являющиеся характеристиками поля излучения. Характеристики поля определяют пространственно-временное распределение излучения в рассматриваемой среде.

2.5. ЕСТЕСТВЕННЫЕ ИСТОЧНИКИ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ

2.5.1. Характеристики источников излучения

Источником излучения называют все, что может вызвать облучение при испускании ионизирующего излучения или выбросе радиоактивных веществ или материалов, например, вещества, выделяющие радон, гамма-облучательная или рентгеновская установка, атомная электростанция и т.п.

Источники излучения классифицируют как естественные и антропогенные. Источники, существующие в естественных условиях, включая космическое излучение, воздействующее на людей при высотных полетах на самолетах и космических аппаратах, а также земные источники излучения, присутствующие на любой местности, в жилищах, на шахтах, в минеральных и других водных телах, называются *естественными*.

К *антропогенным источникам* относят облучательные установки разных типов (для диагностики и радиотерапии, ускорители), АЭС, ядерные боезаряды и их носители, радиоактивные вещества, произведенные для разнообразных технологий и научных исследований.

По конструкции различают открытые и закрытые источники. Радиоактивный источник, изготовленный в такой форме, что вероятность распространения его радиоактивного содержимого крайне мала, называется *закрытым*. Например, к закрытым источникам относят радиоактивное вещество, заключенное в металлическую ампулу. Источники, не отвечающие спецификации закрытых, называют *открытыми* (радиоактивные жидкости, порошки, газы, в том числе заключенные в бьющиеся стеклянные ампулы).

Различия между приведенными понятиями не безусловны. Так аварийный выброс на крупной атомной электростанции или взрыв термоядерного устройства, конечно, имеют антропогенное происхождение. Однако распространяющиеся при этом радиоактивные вещества включаются в биосферный цикл, ведут себя по природным законам и вплоть до полного распада становятся составляющей естественного фона.

Сделав эти общие определения, рассмотрим источники излучения подробно.

Основную часть облучения население земного шара получает от естественных источников радиации (рис. 2.2а). Большинство из них таковы, что из-

бежать облучения от них совершенно невозможно. На протяжении всей истории существования Земли разные виды излучения падают на поверхность Земли из космоса и поступают от радиоактивных веществ, находящихся в земной коре. Человек подвергается облучению двумя способами. Радиоактивные вещества могут находиться вне организма и облучать его снаружи; в этом случае говорят о внешнем облучении. Или же они могут оказаться в воздухе, которым дышит человек, в пище или в воде и попасть внутрь организма. Такой способ облучения называют внутренним.

Облучению от естественных источников радиации подвергается любой житель Земли, однако одни из них получают большие дозы, чем другие. Это зависит, в частности, от того, где они живут. Уровень радиации в некоторых местах земного шара, там, где залегают особенно радиоактивные породы, оказывается значительно выше среднего, а в других местах – соответственно ниже. Доза облучения зависит также от образа жизни людей. Применение некоторых строительных материалов, использование газа для приготовления пищи, открытых угольных жаровен, герметизация помещений и даже полеты на самолетах – все это увеличивает уровень облучения за счет естественных источников радиации.

Земные источники радиации в сумме ответственны за большую часть облучения, которому подвергается человек за счет естественной радиации. В среднем они обеспечивают более 5/6 годовой эффективной эквивалентной дозы, получаемой населением, в основном вследствие внутреннего облучения. Остальную часть вносят космические лучи, главным образом путем внешнего облучения (см. рис. 2.2б).

В данном подразделе рассмотрим вначале данные о внешнем облучении от источников космического и земного происхождения. Затем остановимся на внутреннем облучении, причем особое внимание уделим радону – радиоактивному газу, который вносит самый большой вклад в среднюю дозу облучения населения из всех источников естественной радиации. Наконец, в ней будут рассмотрены некоторые стороны деятельности человека, в том числе использование угля и удобрений, которые способствуют извлечению радиоактивных веществ из земной коры и увеличивают уровень облучения людей от естественных источников радиации.

2.5.2. Космические лучи

Радиационный фон, создаваемый космическими лучами, дает чуть меньше половины внешнего облучения, получаемого населением от естественных источников радиации (рис. 2.2б). Космические лучи в основном приходят к нам из глубин Вселенной, но некоторая их часть рождается на Солнце во время солнечных вспышек. Космические лучи могут достигать поверхности Земли или взаимодействовать с ее атмосферой, порождая вторичное излучение и приводя к образованию различных радионуклидов.

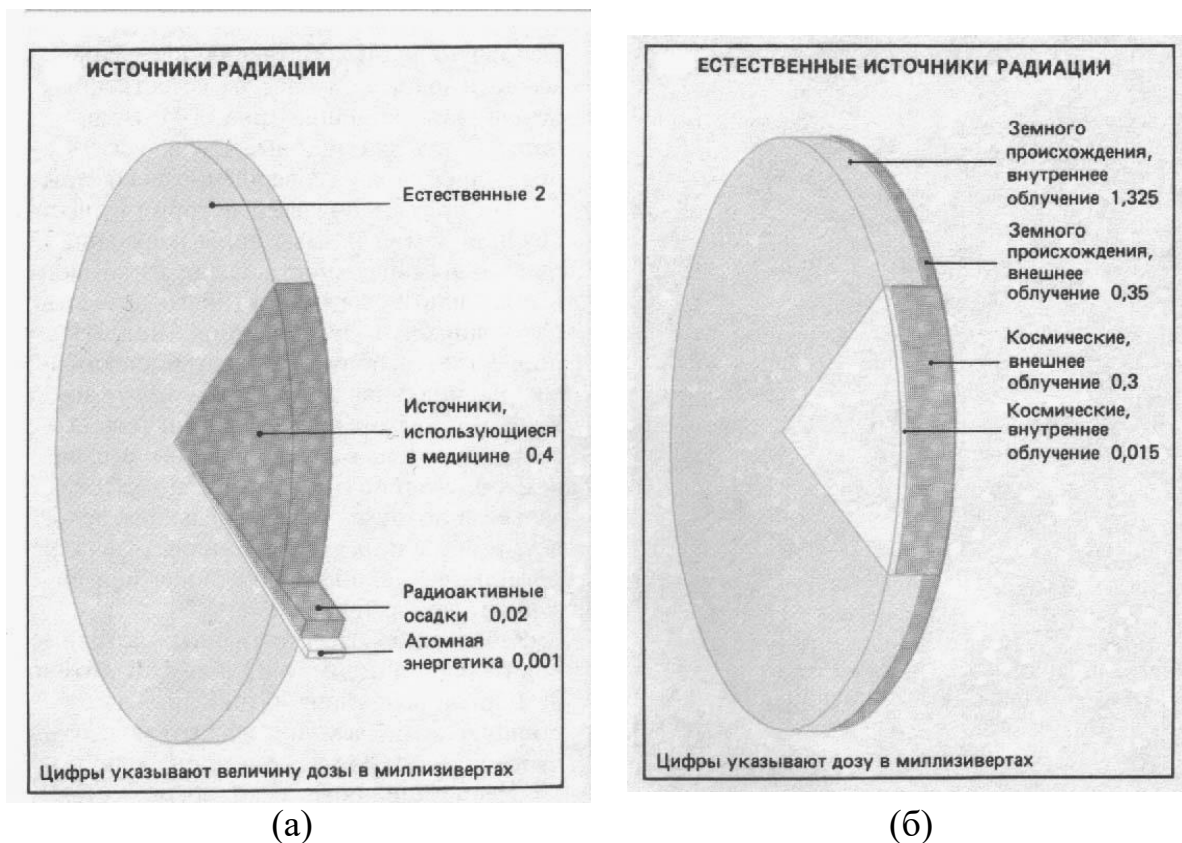


Рис. 2.2. Средние годовые эффективные дозы облучения от естественных (а) и техногенных (б) источников радиации

Начало исследованию ионизирующих частиц, поступающих в атмосферу из космоса, положено опытами В. Гесса в 1912 г., обнаружившего утечку заряда электроскопа, размещенного на борту воздушного шара. Это удивительное открытие, противоречащее широко распространенному тогда заблуждению, что по мере удаления от поверхности Земли радиационный фон должен уменьшаться, вызвало исключительный интерес. Достаточно сказать, что практически все крупнейшие физики столетия внесли свой вклад в исследование природы космических лучей.

Экспериментальные данные накапливались в многочисленных измерениях на поверхности Земли, в горах и верхних слоях атмосферы. Во всех этих случаях регистрировались, однако, вторичные излучения, образованные в результате прохождения первичных космических частиц через слои атмосферного воздуха. Качественно новые данные были получены уже с помощью геодезических спутников и других космических аппаратов. При этом не только измерен состав первичного излучения, но и обнаружены радиационные пояса Земли.

В настоящее время установлено, что первичное космическое излучение, поступающее на Землю, практически изотропно и представляет собой поток протонов (более 90%), α -частиц и в небольшом количестве ядер более тяжелых элементов. По проникающей способности первичное космическое излучение превосходит все другие. Энергии приходящих из мирового пространства частиц находятся в диапазоне $10^8 \div 10^{20}$ эВ (в среднем около 10^{10} эВ). Генерация

основного потока ядер, по-видимому, происходит при взрыве сверхновых звёзд с последующим дроблением на фрагменты при столкновениях с межзвездным веществом и разгоном до наблюдаемых энергий в неоднородных магнитных полях Галактики.

Низкоэнергетичная часть протонного спектра первичного излучения ($10^6 \div 10^{10}$ эВ) имеет солнечное происхождение, что доказывается его небольшими солнечно-суточными вариациями. Во время солнечных вспышек потоки протонов в указанном диапазоне увеличиваются очень значительно, иногда в сотни раз.

По мере проникновения в атмосферу состав и интенсивность космического излучения изменяются. Огромные энергии протонов рожают мюоны и K -мезоны, гипероны и другие элементарные частицы, многие из которых впервые обнаружены именно в космических лучах. Преимущественно рождаются π -мезоны и нуклоны. Каскадное размножение таких ядерноактивных частиц заканчивается, когда их энергия снижается до 10^9 эВ. Это происходит на высотах 10 – 15 км, т.е. на верхней границе тропосферы.

Распадаясь примерно за 10^{-16} с, π^0 -мезон образует два γ -кванта, которые, в свою очередь, вызывают образование электронов. Таким образом трек первичной частицы "обрастает" электронами и фотонами. Источниками электронно-фотонной компоненты являются также и продукты распада мезонов. Этот процесс протекает весьма активно и, в конце концов, заканчивается ионизацией атмосферного вещества.

Распад π -мезонов по схеме: $\pi \rightarrow \mu + \nu$ и отчасти K -мезонов в верхних слоях тропосферы приводит к образованию релятивистских мюонов с очень малым сечением ядерного взаимодействия и, следовательно, с исключительно высокой проникающей способностью. Эти мюоны с большой вероятностью достигают поверхности Земли (и даже проникают примерно до 2 км в земную кору) и составляют т. н. *жесткую* (в отличие от *мягкой* электронно-фотонной) компоненту космического излучения. На уровне моря на долю жесткого космического излучения (естественно, вторичного) приходится около 70% всей интенсивности.

Таким образом, все вторичное космическое излучение представляет собой результат сложных превращений и энергетического размена, образуя ливни (узкие, широкие, струи космических лучей и т.п.), характер которых зависит от энергии первичной частицы. Примерно шестая часть приносимой космическими лучами энергии передается нейтрино и вновь уносится в космическое пространство. Оставшаяся (около 1,5 ГВт) поглощается, и растрачивается на нагревание атмосферы. Хотя эта энергия невелика и сравнима с энергией видимого звездного света, высокая проникающая способность частиц не могла не сказаться на эволюции жизни. Достаточно сказать, что амбиентная доза космогенного излучения на уровне моря составляет примерно треть полной дозы от всех естественных источников и резко увеличивается с высотой (табл.2.1).

Таблица 2.1. Изменение космического вклада в амбиентную дозу с высотой

Высота над уровнем моря, км	Мощность дозы, мкЗв/ч	Среднегодовая доза, мЗв
0	0,035	0,3
4	0,2	1,75
8,048 (Эверест)	1,0	8,0
10	2,9	≈23,0
20	12,7	≈100

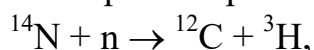
Интенсивность космического излучения и соответствующую дозу облучения достаточно точно можно указать для приземного слоя атмосферы, ибо воздушный слой, в котором происходит взаимодействие первичного и вторичного излучения, выравнивает их вариации. В этом утверждении нет противоречия: хотя факт постоянства интенсивности галактического излучения не вызывает сомнений (поток частиц существенно не меняется ночью и днем и не зависит от широты и долготы), вариации даже этой составляющей космического фона в прецизионных измерениях установлены. Во-первых, метеорологическое состояние атмосферы влияет на интенсивность космического потока, достигающего поверхности Земли. Здесь отметим зависимость от давления (равно- сильно изменению столба воздушного вещества, поглощающего вторичное излучение) и от температуры (изменяется распределение плотности по высоте). В последнем случае повышение температуры эквивалентно повышению верхней границы тропосферы, где рождаются мюоны. Из-за увеличения геометрического пути этих частиц до точки наблюдения при коротком времени их жизни (около 2×10^{-6} с) некоторая часть мюонов успевает распасться, так что температурный фактор ($0,1 \div 0,3\% / ^\circ\text{C}$) сказывается только на жесткой компоненте.

Во-вторых, имеют место вариации, обусловленные изменениями геомагнитного поля. В таком поле на заряженные частицы, составляющие основу космического излучения, действует сила Лоренца, которая в конкретном случае (радиус Земли $6,38 \times 10^6$ м, напряженность магнитного поля 0,32 гаусс) отклоняет частицы с энергией меньше 60 ГэВ к полюсам. Северный и Южный полюсы получают больше радиации, чем экваториальные области. Этот широтный эффект сглаживается на уровне моря, но на больших высотах существен. Магнитное поле Земли также является причиной существования радиационных поясов, обнаруженных уже в первых полетах космических аппаратов. Радиационные пояса представляют собой магнитные ловушки для низкоэнергетичных заряженных частиц, отклоненных магнитным полем, в которых интенсивность космического излучения иногда в десятки тысяч раз превышает средние потоки, особенно во внутреннем (потоки протонов $2 \times 10^8 \text{ м}^{-2}\text{с}^{-1}$ с энергией $10 \div 100 \text{ МэВ}$, электронов $10^9 \div 10^{10} \text{ м}^{-2}\text{с}^{-1}$ с энергиями от 30 кэВ до 4 МэВ) и внешнем (электроны, в основном солнечного происхождения, с энергиями в несколько десятков кэВ с потоками до $2 \times 10^{11} \text{ м}^{-2}\text{с}^{-1}$) поясах. Наличие радиационных поясов представляет серьезную опасность для космонавтов и должно учитываться при планировании полетов. Наконец, наблюдаются периодические

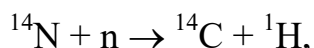
вариации в относительно низкоэнергетичной области первичных космических частиц солнечной компоненты, повторяющие циклы солнечной активности. Особенно сильные изменения потоков, иногда в сотни раз, возникают во время хромосферных вспышек, причем выраженность эффекта увеличивается с высотой. При длительных космических полетах вероятность переоблучения космонавтов за счет этих вспышек возрастает, и при запусках обитаемых космических аппаратов это обязательно принимается во внимание.

В дозовом вкладе естественного фона за счет космического излучения имеется еще одна специфическая компонента, формирующаяся от космогенных изотопов. За образование таких изотопов при взаимодействии с атмосферными газами (химический состав атмосферы без учёта паров воды на высотах до 90 км приведен в табл. 2.2) несут ответственность два типа вторичных ядерно-активных частиц – протоны и нейтроны. Приведем химический состав атмосферы, чтобы сделать основные оценки.

Полная масса атмосферы равна $5,15 \times 10^{18}$ кг (9×10^{-7} всей массы Земли). Большая ее часть сосредоточена в тропосфере, т.е. до высоты примерно 15 км. Таким образом, наиболее сильное преобразование протонов в нейтроны происходит на верхней границе тропосферы, где они встречаются с плотной воздушной средой. Нейтроны – ядерно-активные частицы, т.е. они обладают способностью активировать ядра или участвовать в других реакциях с ядрами. Измеренные нейтронные потоки в максимуме образования (на границе тропосферы и стратосферы) примерно равны $2 \times 10^5 \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}$, или в пересчете на всю атмосферу $3,2 \times 10^{26}$ н/год. Поскольку уровни моря они практически не достигают, можно считать, что все нейтроны космического происхождения взаимодействуют с образованием радиоактивных продуктов. Самый значительный канал взаимодействия – активация ядер азота (поглощение на других компонентах воздуха не превышает 3%). На быстрых нейтронах происходит реакция



т.е. образуется тритий. По мере потери энергии, на меньших высотах (примерно 12 км) тепловые нейтроны поглощаются с образованием радиоуглерода:



Последняя реакция на два порядка более вероятна, чем первая, и примерно на пять порядков превышает вероятность образования тех же радиоактивных продуктов на кислороде. Из других нейтронных реакций, осуществляющихся с исчезающе малым выходом на всех элементах воздушной среды и представляющих специфический для научных исследований интерес в гидрологии и гляциологии, геофизике, изучении биосферных процессов, существенны лишь реакции расщепления аргона. В табл. 2.3 приведены характеристики космогенных изотопов с заметным химическим выходом.

С точки зрения радиационного влияния на живые организмы самыми значимыми из космогенных радиоизотопов являются ^{14}C и ^3H , поскольку углерод и водород – основа биологического вещества и их радиоактивные аналоги легко усваиваются биосферой (в виде воды, двуокиси углерода, карбонатов и т.п.). Важно заметить, что в отличие от постоянных потоков космического излучения облучение за счет включения в органические ткани космических ради-

онуклидов происходит по законам радиоактивного распада, а периоды полураспада, особенно у ^{14}C , весьма велики.

Таблица 2.2. Средний химический состав атмосферы (без паров воды) на высотах до 90 км

Компонент	Вес, %	Число молекул на 1 м ² вертикального столба	Общая масса, кг
Азот, N ₂	73,53	$1,678 \times 10^{29}$	$3,865 \times 10^{18}$
Кислород, O ₂	23,14	$4,501 \times 10^{28}$	$1,184 \times 10^{18}$
Аргон, Ar	1,28	$2,007 \times 10^{27}$	$6,55 \times 10^{16}$ «
Двуокись углерода, CO ₂	0,046	$7,09 \times 10^{25}$	$2,3 \times 10^{15}$
Неон, Ne	$1,23 \times 10^{-3}$	$3,89 \times 10^{24}$	$6,4 \times 10^{13}$
Гелий, He	$7,24 \times 10^{-5}$	$1,13 \times 10^{24}$	$3,7 \times 10^{12}$
Криптон, Kr	$3,3 \times 10^{-4}$	$2,45 \times 10^{23}$	$1,46 \times 10^{13}$
Ксенон, Xe	$3,6 \times 10^{-5}$	$1,87 \times 10^{22}$	$3,1 \times 10^{12}$
Метан, CH ₄	$7,75 \times 10^{-5}$	-	$6,2 \times 10^{12}$
Закись азота, N ₂ O	$7,6 \times 10^{-5}$	-	$7,7 \times 10^{12}$
Водород, H ₂	$3,48 \times 10^{-6}$	-	2×10^{11}

Примечание. Содержание озона O₃ увеличивается с высотой; в небольших количествах содержатся также дымовые частицы, пыль, CO, SO₂, N₂, NO₂, NO, I₂ и другие продукты антропогенного происхождения.

Таблица 2.3. Космогенные радионуклиды

Радионуклид	Реакции образования	T
^{14}C (радиоуглерод)	n, p на азоте и кислороде	5730 лет
^3H (тритий)	n, p на азоте и кислороде	12,26 лет
^{10}Be	Сложные реакции на азоте и кислороде	$2,5 \times 10^6$ лет
^{32}Si	Расщепление аргона	710 лет
^{36}Cl	Расщепление аргона	3×10^5 лет
^{22}Na	расщепление аргона	2,58 лет

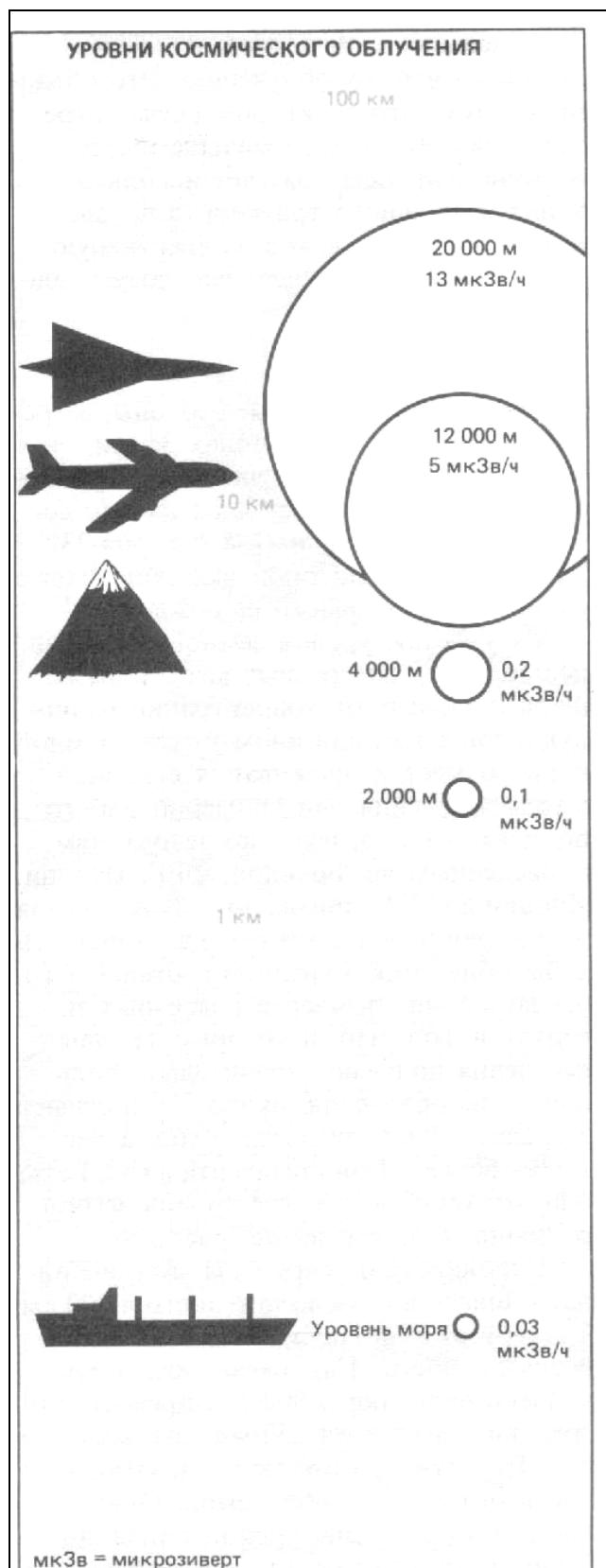


Рис. 2.3. Возрастание с высотой мощности эквивалентной дозы облучения за счёт космических лучей

Нет такого места на Земле, куда бы не падал этот невидимый космический «дождь». Но, как уже говорилось, полярные области более подвержены его действию, чем другие, из-за наличия у Земли магнитного поля, отклоняющего заряженные частицы (из которых в основном и состоят космические лу-

чи). Существеннее, однако, то, что уровень облучения растет с высотой, поскольку при этом над нами остается все меньше воздуха, играющего роль защитного экрана. Люди, живущие на уровне моря, получают в среднем из-за космических лучей эффективную эквивалентную дозу около 300 мкЗв в год; для людей же, живущих выше 2000 м над уровнем моря, это величина в несколько раз больше. Еще более интенсивному, хотя и относительно непродолжительному облучению подвергаются экипажи и пассажиры самолетов. При подъеме с высоты 4000 м (максимальная высота, на которой расположены человеческие поселения – деревни шерпов на склонах Эвереста) до 12000 м (максимальная высота полета трансконтинентальных авиалайнеров) уровень облучения за счет космических лучей возрастает примерно в 25 раз и продолжает расти при дальнейшем увеличении высоты до 20000 м (максимальная высота полета сверхзвуковых реактивных самолетов) и выше (рис. 2.3). При перелете из Нью-Йорка в Париж пассажир обычного турбореактивного самолета получает дозу около 50 мкЗв, а пассажир сверхзвукового самолета – на 20% меньше, хотя подвергается более интенсивному облучению. Это объясняется тем, что во втором случае перелет занимает гораздо меньше времени. Всего за счет использования воздушного транспорта человечество получает в год коллективную эффективную эквивалентную дозу около 2000 чел-Зв [11].

2.5.3. Земная радиация

2.5.3.1. Источники радиоактивного фона Земли

Современное геоморфологическое состояние Земли как планеты и вся история ее формирования находятся в сильной зависимости от радиоактивности, выделяемого при распаде радиогенного тепла. Есть все основания считать, что радиоактивный фон ранней Земли был значительно большим (экстраполяция дает 5-кратное превышение концентрации радиоактивности поверхностного слоя). В табл. 2.4 приведены некоторые характеристики тепловыделяющих радионуклидов, при распаде которых выделяется наибольшее количество тепла. Таким образом, радиоактивность оказала огромное влияние на геологические процессы и, естественно, на эволюцию жизни. К настоящему времени большинство радионуклидов, образовавшихся вместе с планетным веществом, распалось. Современный радиоактивный фон Земли создается сохранившимися долгоживущими изотопами, т.е. имеющими период полураспада, сравнимый с ее возрастом.

В термодинамических условиях Земли самопроизвольно протекают лишь 4 типа радиоактивных превращений: β -распад, K -захват, деление сверхтяжелых ядер f и α -распад. При электронном β -распаде один из нейтронов ядра превращается в протон:

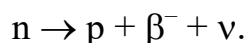


Таблица 2.4. Некоторые характеристики тепловыделяющих радионуклидов Земли

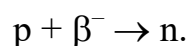
Радионуклид	Период полураспада $T_{1/2}$, лет	Выделяемое при распаде тепло, Дж/кг·год
^{247}Cm	$1,64 \times 10^7$	$2,98 \times 10^5$
^{129}I	$1,72 \times 10^7$	$5,50 \times 10^3$
^{244}Pu	$8,20 \times 10^7$	$5,04 \times 10^4$
^{235}U	$7,04 \times 10^8$	$1,80 \times 10^4$
^{238}U	$4,50 \times 10^9$	$2,97 \times 10^3$
^{40}K	$1,26 \times 10^9$	0.113
^{232}Th	$1,41 \times 10^{10}$	$8,40 \times 10^2$

Таблица 2.5. β^- -распадающиеся радионуклиды земной коры

Изотоп	Среднее содержание элемента в земной коре, вес. %	Относительная распространенность изотопа в природном элементе, %	Схема распада $n \rightarrow p + \beta^- + \bar{\nu}$	$T_{1/2}$, лет	Вероятность превращения по данному каналу, %
^{40}K	2,4	0,0118	$^{40}\text{K} \rightarrow ^{40}\text{Ca} + \beta^-$	$1,26 \times 10^9$	89,05
^{87}Rb	0,008	72,15	$^{87}\text{Rb} \rightarrow ^{87}\text{Sr} + \beta^-$	$4,7 \times 10^{10}$	100
^{176}Lu	5×10^{-5}	2,59	$^{176}\text{Lu} \rightarrow ^{176}\text{Hf} + \beta^-$	$2,2 \times 10^{10}$	100
^{187}Re	7×10^{-8}	62,93	$^{187}\text{Re} \rightarrow ^{187}\text{Os} + \beta^-$	$4,3 \times 10^{10}$	100

Эта реакция обычно присуща ядрам с избытком нейтронов над протонами относительно их "стабильного" соотношения. По данному типу распадаются четыре радионуклида, содержащиеся в минералах земной коры (табл. 2.5).

В земных породах известно три естественных изотопа, превращающихся по каналу захвата одним из протонов ядра электрона с K -оболочки атома:



В табл. 2.6 приведены соответствующие характеристики K -захватных ядер.

Заметим, что в силу чрезвычайно низкого содержания и больших периодов полураспада превращения ^{138}La , ^{176}Lu и ^{187}Re изучены недостаточно.

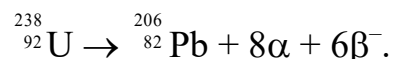
Таблица 2.6. Долгоживущие К-захватные изотопы Земли

Изотоп	Среднее содержание элемента в земной коре, вес. %	Относительная распространенность изотопа в природном элементе, %	Схема распада $p + \beta^- \rightarrow n$	$T_{1/2}$, лет	Вероятность превращения по данному каналу, %
^{40}K	2,4	0,0118	$^{40}\text{K} + \beta^- \rightarrow ^{40}\text{Ar}$	$1,26 \times 10^9$	10,95
^{138}La	3×10^{-3}	0.089	$^{138}\text{La} + \beta^- \rightarrow ^{138}\text{Ba}$	$1,10 \times 10^{11}$	100
^{176}Lu	5×10^{-5}	2,59	$^{176}\text{Lu} + \beta^- \rightarrow ^{176}\text{Yb}$	$2,2 \times 10^{10}$	3

2.5.3.2. Радиоактивные ряды

Основные радиоактивные изотопы, встречающиеся в горных породах Земли, – это ^{40}K , ^{87}Rb и члены трёх радиоактивных рядов, берущих начало соответственно от ^{238}U , ^{235}U и ^{232}Th – долгоживущих изотопов, включившихся в состав Земли с самого ее рождения. Последовательность нуклидов, каждый из которых самопроизвольно, благодаря радиоактивному распаду, переходит в следующий до тех пор, пока не будет получен стабильный изотоп, называется **радиоактивным рядом**. Все нуклиды в ряде, начиная с материнского (исходного) и вплоть до конечного, генетически связаны между собой и находятся в определенном соотношении. В природе существуют три радиоактивных ряда (семейства). Названия рядов происходят от названия радионуклида, являющегося родоначальником ряда урана, актиноурана и тория. Нуклиды в ряду, кроме исходного, называют **дочерними**. Все три родоначальника рядов имеют большой период полураспада, т. е. распад идет медленно. Наряду с рядами урана, актиноурана, тория в природе существовал и четвертый ряд – нептуния (^{237}Np , $T_{1/2} = 2,14 \times 10^6$ лет), но за время эволюции Земли он распался.

Родоначальник ряда урана $^{238}_{92}\text{U}$ (рис. 2.4) α -активен, его $T_{1/2} = 4,468 \times 10^9$ лет. Ряд урана включает такие радионуклиды, как радий, радон, полоний. Конечным нуклидом ряда является стабильный изотоп свинца $^{206}_{82}\text{Pb}$. Общий итог ряда урана можно записать в виде



То, что переход связан с потерей восьми α -частиц, можно подсчитать: $(238 - 206)/4 = 8$. Количество β -превращений определяется следующим образом. В ряду урана 8α -превращений, и, следовательно, заряд ядра должен измениться на 16 единиц, так как один распад уменьшает заряд ядра на две единицы, в действительности же изменение произошло на $92 - 82 = 10$ единиц. Электронный распад связан с увеличением заряда на единицу, поэтому число β -распадов в ряду равно $16 - 10 = 6$.

Массовые числа членов ряда подчиняются следующей закономерности: $A = 4n + 2$, где n – целое число.

Родоначальник ряда $^{235}_{92}\text{U}$ (рис. 2.5) α -активен, его $T_{1/2} = 6,85 \times 10^8$ лет. Этот ряд актиноурана имеет в своем составе радионуклиды: актиний $^{235}_{92}\text{Ac}$, радиоактивный газ — актинон $^{219}_{86}\text{Rn}$ (An). Ряд заканчивается стабильным изотопом свинца $^{207}_{82}\text{Pb}$. Общий итог ряда актиноурана:

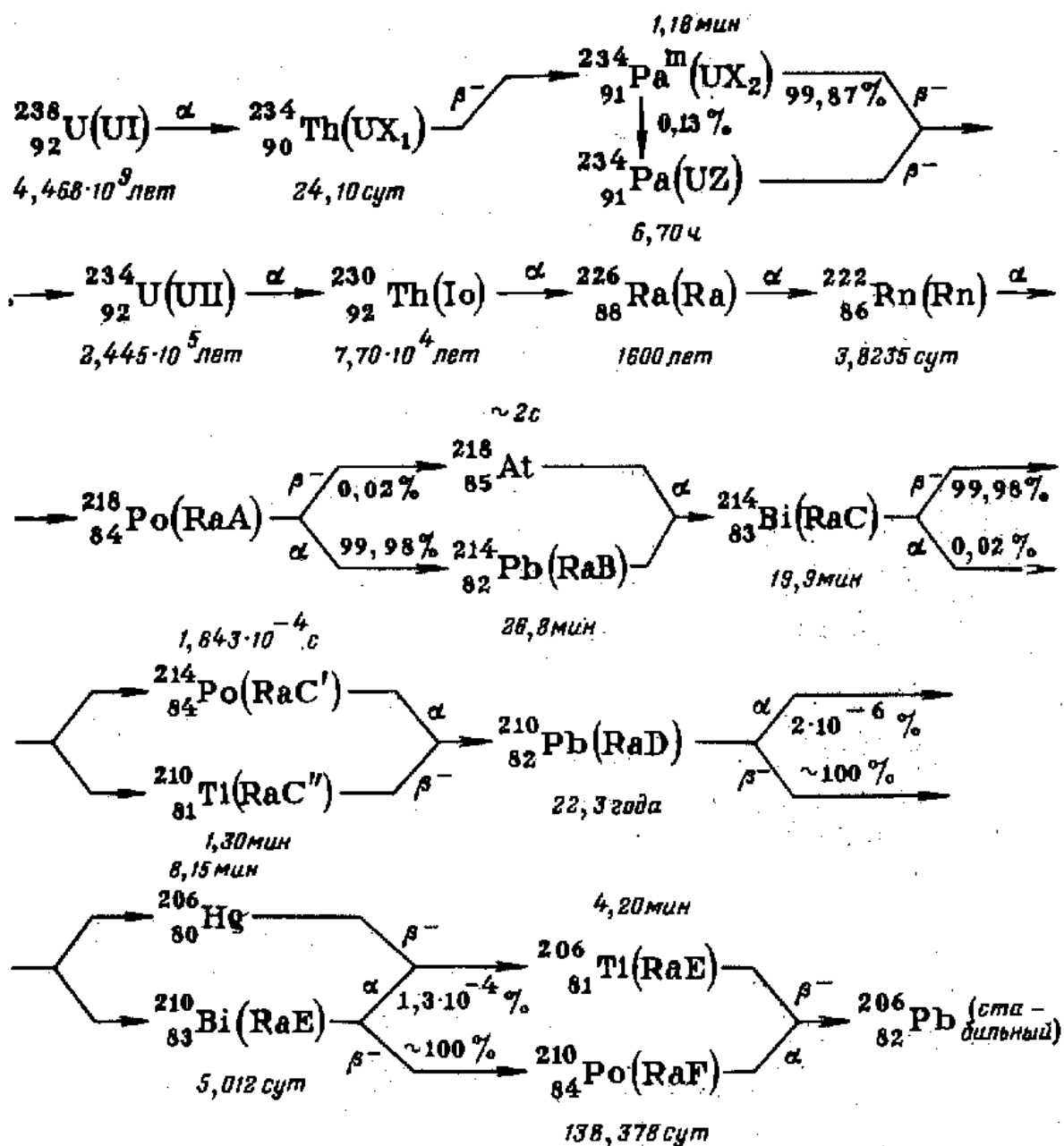
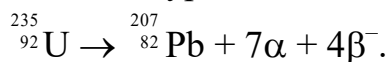


Рис. 2.4. Ряд урана

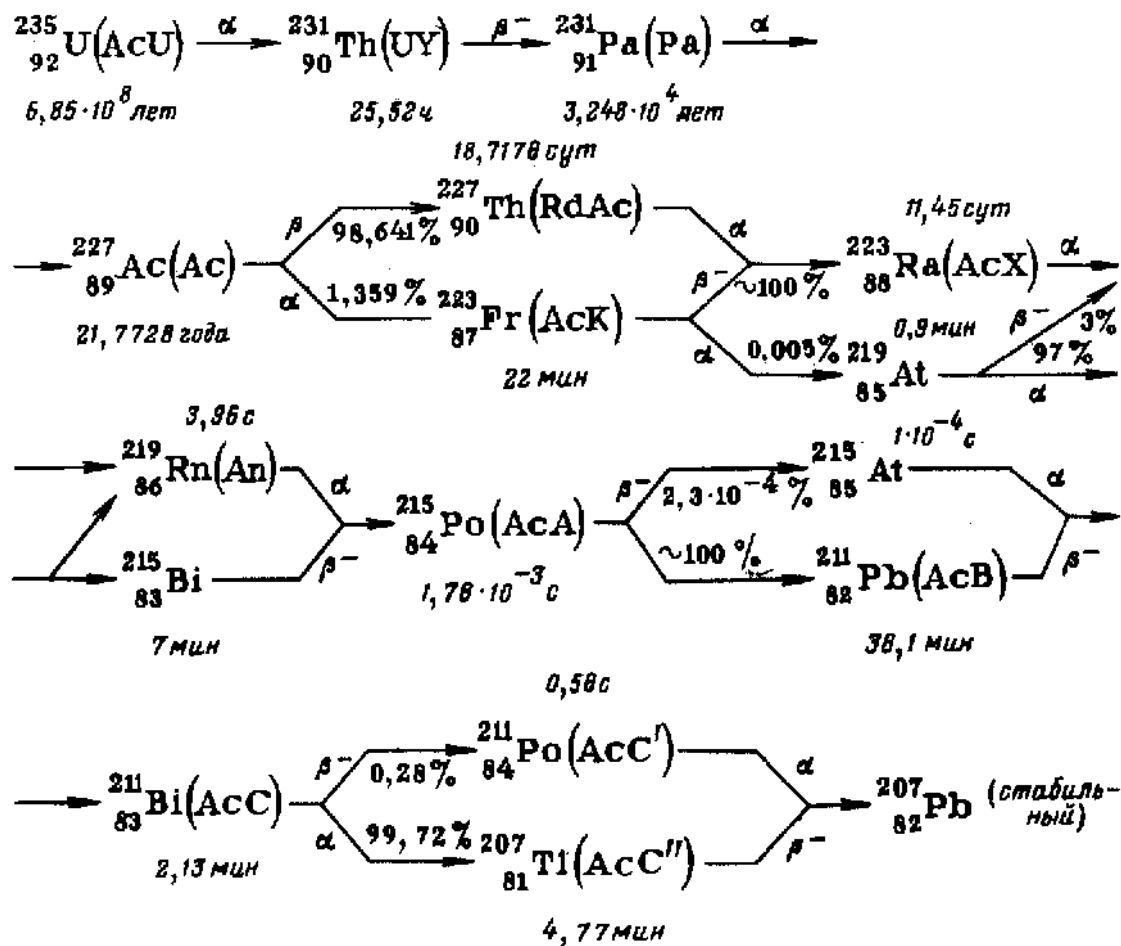
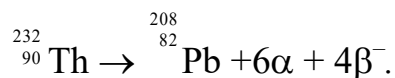


Рис. 2.5. Ряд актиноурана

Массовые числа членов ряда подчиняются закономерности: $A = 4n + 3$. Родоначальник ряда тория $^{232}_{90}\text{Th}$ (рис. 2.6) α -активен, его $T_{1/2} = 1,405 \cdot 10^{10}$ лет, в ряду имеются такие радионуклиды, как торий $^{228}_{90}\text{Th}$, радиоактивный газ торон $^{220}_{86}\text{Rn}$ (Tn). Ряд заканчивается стабильным изотопом свинца $^{208}_{82}\text{Pb}$. Общий итог ряда тория:



Массовые числа членов ряда отвечают закономерности: $A = 4n$. Нетрудно выделить общие закономерности рядов:

1. Родоначальники рядов – α -долгоживущие изотопы.
2. Каждый ряд имеет радиоактивный газ (радон, актинон, торон).
3. Каждый из существующих трёх рядов заканчивается стабильным изотопом свинца (ряд нептуния закончился стабильным изотопом висмута $^{209}_{83}\text{Bi}$).

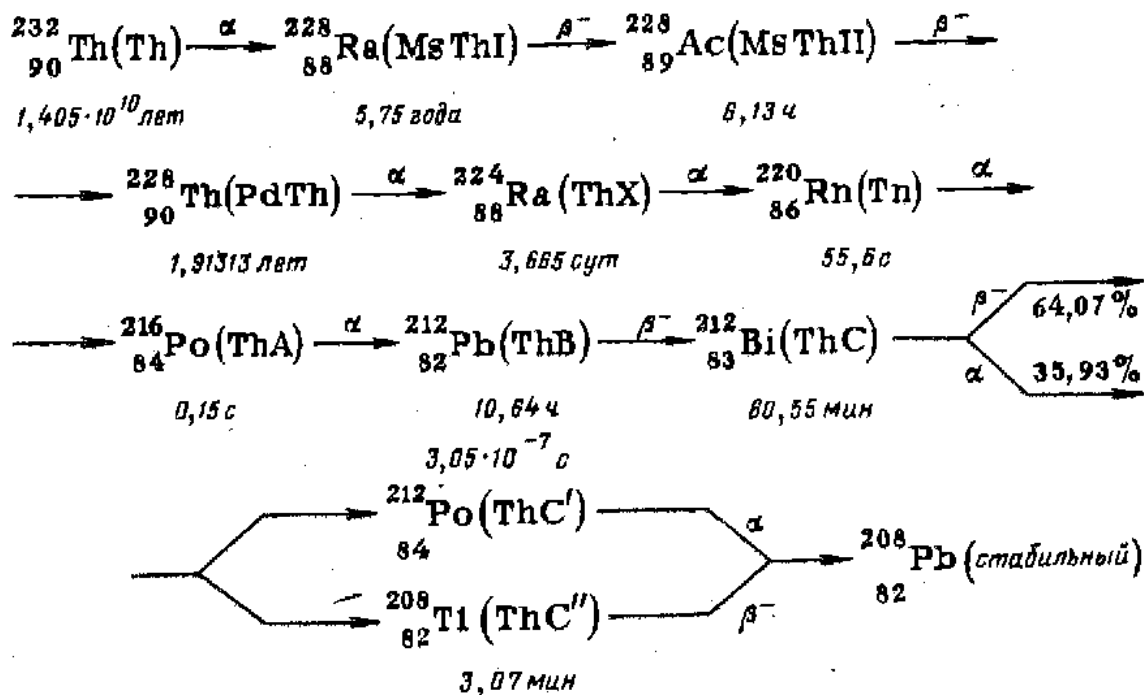


Рис. 2.6. Ряд тория

В каждом ряду устанавливается так называемое **вековое равновесие**, при котором скорости образования и распада промежуточных членов ряда равны. Вековое равновесие устанавливается за время $\sim 10T_{1/2}$ наиболее долгоживущего промежуточного члена ряда. Оно объясняет присутствие в земной коре всех членов естественного радиоактивного ряда, в т.ч. и быстро распадающихся. Число атомов каждого промежуточного члена ряда $N' = N^0 \cdot T'_{1/2} / T^0_{1/2}$, где N^0 – число атомов родоначальника ряда, $T^0_{1/2}$ – его период полураспада. Чем меньше $T'_{1/2}$ члена радиоактивного ряда, тем ниже его содержание в земной коре. Например, на 1 т урана в природе приходится около 0,36 г ^{226}Ra и $1,3 \times 10^{-9}$ г ^{218}Po . Многие члены естественных радиоактивных рядов обнаружены до открытия изотопов и получили названия и символы, которые частично сохранились [10].

В природе встречаются радионуклиды, не входящие в ряды, например $^{14}_6\text{C}$, $^{40}_{19}\text{K}$, $^{48}_{20}\text{Ca}$, $^{87}_{37}\text{Rb}$ и др.

2.5.3.3. Уровни земной радиации

Уровни земной радиации неодинаковы для разных мест земного шара и зависят от концентрации радионуклидов в том или ином участке земной коры. В местах проживания основной массы населения они примерно одного порядка. Так, согласно исследованиям, проведенным во Франции, ФРГ, Италии, Японии и США, примерно 95% населения этих стран живет в местах, где мощность дозы облучения в среднем составляет от 0,3 до 0,6 мЗв в год. Но некоторые группы населения получают значительно большие дозы облучения: около 3% полу-

чает в среднем 1 мЗв в год, а около 1,5% – более 1,4 мЗв в год. Есть, однако, места, где уровни земной радиации намного выше (рис. 2.7).

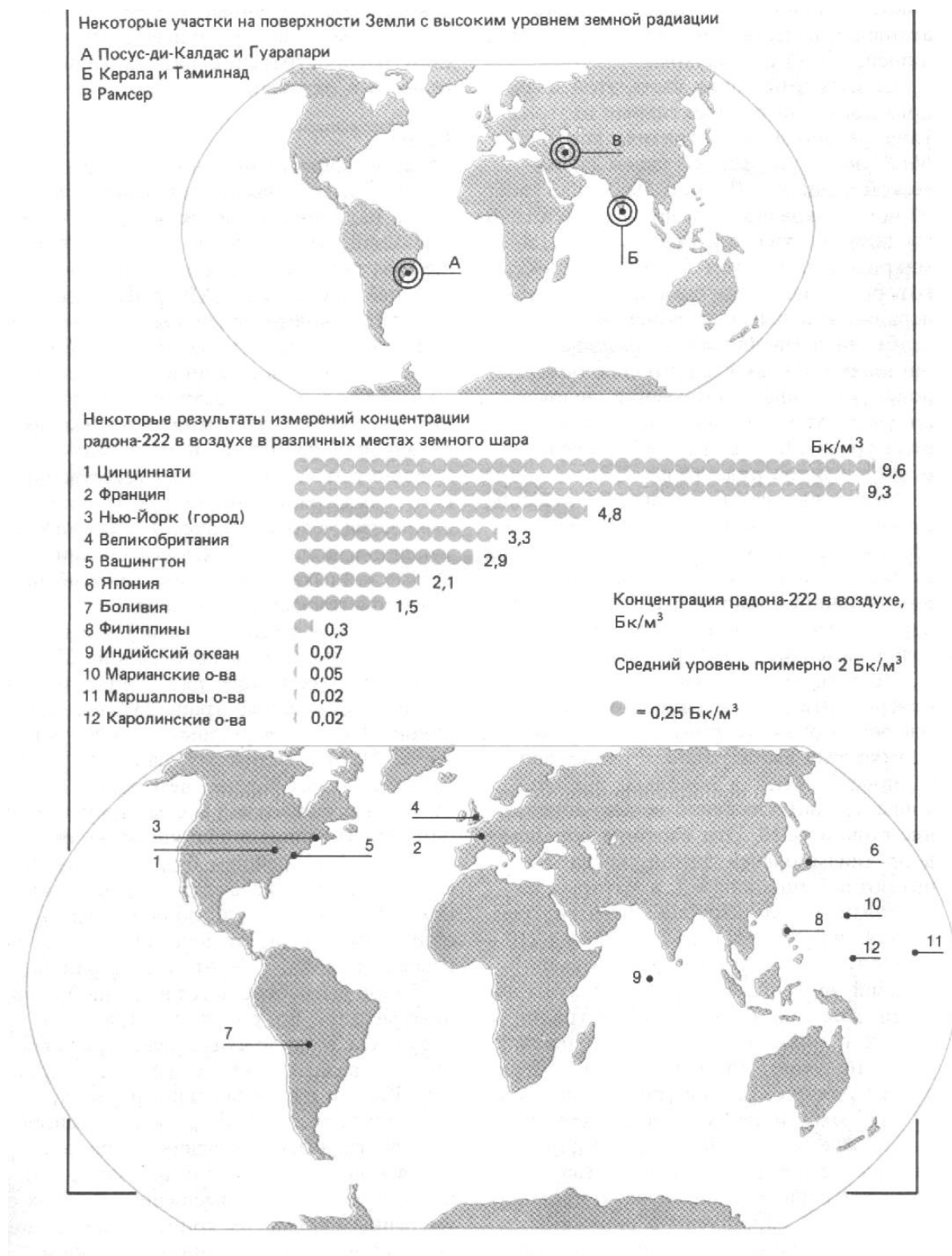


Рис. 2.7. Земная радиация и радон

Неподалеку от города Посус-ди-Калдас в Бразилии, расположенного в 200 км к северу от Сан-Паулу, есть небольшая возвышенность. Как оказалось, здесь уровень радиации в 800 раз превосходит средний и достигает 250 мЗв в год. По каким-то причинам возвышенность оказалась необитаемой. Однако

лишь чуть меньшие уровни радиации были зарегистрированы на морском курорте, расположенном в 600 км к востоку от этой возвышенности.

Гуарапари – небольшой город с населением 12000 человек – каждое лето становится местом отдыха примерно для 30000 курортников. На отдельных участках его пляжей зарегистрирован уровень радиации 175 мЗв в год. Радиация на улицах города оказалась намного ниже – от 8 до 15 мЗв в год, но все же значительно превышала средний уровень. Сходная ситуация наблюдается в рыбацкой деревушке Меаипе, расположенной в 50 км к югу от Гуарапари. Оба населенных пункта стоят на песках, богатых торием.

В другой части света, на юго-западе Индии, 70000 человек живут на узкой прибрежной полосе длиной 55 км, вдоль которой также тянутся пески, богатые торием. Исследования, охватившие 8513 человек из числа проживающих на этой территории, показали, что данная группа лиц получает в среднем 3,8 мЗв в год на человека. Из них более 500 человек получают свыше 8,7 мЗв в год, около шестидесяти получают годовую дозу, превышающую 17 мЗв, что в 50 раз больше средней годовой дозы внешнего облучения от земных источников радиации.

Эти территории в Бразилии и Индии являются наиболее хорошо изученными «горячими точками» нашей планеты. Но в Иране, например в районе городка Рамсер, где бьют ключи, богатые радием, были зарегистрированы уровни радиации до 400 мЗв в год. Известны и другие места на земном шаре с высоким уровнем радиации, например во Франции, Нигерии, на Мадагаскаре.

По подсчетам НКДАР ООН средняя эффективная эквивалентная доза внешнего облучения, которую человек получает за год от земных источников естественной радиации, составляет примерно 350 мкЗв, т.е. чуть больше средней индивидуальной дозы облучения из-за радиационного фона, создаваемого космическими лучами на уровне моря.

В среднем примерно $\frac{2}{3}$ эффективной эквивалентной дозы облучения, которую человек получает от естественных источников радиации, поступает от радиоактивных веществ, попавших в организм с пищей, водой и воздухом.

Совсем небольшая часть этой дозы приходится на радиоактивные изотопы типа углерода-14 и трития, которые образуются под воздействием космической радиации. Все остальное поступает от источников земного происхождения. В среднем человек получает около 180 мкЗв в год за счет ^{40}K , который усваивается организмом вместе с нерадиоактивными изотопами калия, необходимыми для жизнедеятельности организма. Однако значительно большую дозу внутреннего облучения человек получает от нуклидов радиоактивного ряда ^{238}U и в меньшей степени от радионуклидов ряда ^{232}Th .

Некоторые из них, например нуклиды ^{210}Pb и ^{210}Po , поступают в организм с пищей. Они концентрируются в рыбе и моллюсках, поэтому люди, потребляющие много рыбы и других даров моря, могут получить относительно высокие дозы облучения.

Десятки тысяч людей на Крайнем Севере питаются в основном мясом северного оленя (карибу), в котором оба упомянутых выше радиоактивных изотопа присутствуют в довольно высокой концентрации. Особенно велико содержание ^{210}Po . Эти изотопы попадают в организм оленей зимой, когда они пи-

таются лишайниками, в которых накапливаются оба изотопа. Дозы внутреннего облучения человека от ^{210}Po в этих случаях могут в 35 раз превышать средний уровень. А в другом полушарии люди, живущие в Западной Австралии в местах с повышенной концентрацией урана, получают дозы облучения, в 75 раз превосходящие средний уровень, поскольку едят мясо и требуху овец и кенгуру.

Прежде чем попасть в организм человека, радиоактивные вещества, как и в рассмотренных случаях, проходят по сложным маршрутам в окружающей среде, и это приходится учитывать при оценке доз облучения, полученных от какого-либо источника.

2.5.3.4. Радон

Лишь недавно ученые поняли, что наиболее весомым из всех естественных источников радиации является невидимый, не имеющий вкуса и запаха тяжелый газ (в 7,5 раза тяжелее воздуха) радон. Согласно текущей оценке НКДАР ООН, радон вместе со своими дочерними продуктами радиоактивного распада ответствен примерно за $3/4$ годовой индивидуальной эффективной эквивалентной дозы облучения, получаемой населением от земных источников радиации, и примерно за половину этой дозы от всех естественных источников радиации. Большую часть этой дозы человек получает от радионуклидов, попадающих в его организм вместе с вдыхаемым воздухом, особенно в непроветриваемых помещениях.

В природе радон встречается в двух основных формах: в виде $^{222}_{86}\text{Rn}$, члена радиоактивного ряда, образуемого продуктами распада $^{238}_{92}\text{U}$, и в виде $^{220}_{86}\text{Rn}$, члена радиоактивного ряда $^{232}_{90}\text{Th}$. По-видимому, $^{222}_{86}\text{Rn}$ примерно в 20 раз важнее, чем $^{220}_{86}\text{Rn}$ (имеется в виду вклад в суммарную дозу облучения), однако для удобства оба изотопа в дальнейшем будут рассматриваться вместе и называться просто радоном. Вообще говоря, большая часть облучения исходит от дочерних продуктов распада радона, а не от самого радона.

Радон высвобождается из земной коры повсеместно, но его концентрация в наружном воздухе существенно различается для разных точек земного шара (см. рис. 2.7). Как ни парадоксально это может показаться на первый взгляд, но основную часть дозы облучения от радона человек получает, находясь в закрытом, непроветриваемом помещении. В зонах с умеренным климатом концентрация радона в закрытых помещениях в среднем примерно в 8 раз выше, чем в наружном воздухе. Для тропических стран подобные измерения не проводились, можно, однако, предположить, что, поскольку климат там гораздо теплее и жилые помещения намного более открытые, концентрация радона внутри их ненамного отличается от его концентрации в наружном воздухе.

Радон концентрируется в воздухе внутри помещений лишь тогда, когда они в достаточной мере изолированы от внешней среды (рис 2.8). Поступая внутрь помещения тем или иным путем (просачиваясь через фундамент и пол из грунта или, реже, высвобождаясь из материалов, использованных в конструкции дома), радон накапливается в нем. В результате в помещении могут

возникать довольно высокие уровни радиации, особенно если дом стоит на грунте с относительно повышенным содержанием радионуклидов или если при его постройке использовали материалы с повышенной радиоактивностью. Герметизация помещений с целью утепления только усугубляет дело, поскольку при этом еще более затрудняется выход радиоактивного газа из помещения.

В 70-е годы 20-го века, когда стали обращать внимание на радон, оказалось, что очень высокие концентрации его встречаются на практике достаточно часто. В конце 70-х годов строения, внутри которых концентрация радона в 5000 раз превышала среднюю его концентрацию в наружном воздухе, были обнаружены в Швеции и Финляндии. В 1982 г., ко времени выхода последнего доклада НКДАР, строения с уровнями радиации, в 500 раз превышающими типичные значения в наружном воздухе, были выявлены в Великобритании и США, а с тех пор в обеих странах были обнаружены жилища с концентрацией радона, примерно равной его максимальной концентрации в жилых домах в скандинавских странах. При дальнейших обследованиях такого рода выявляется все больше домов с очень высокой концентрацией радона.

Самые распространенные строительные материалы – дерево, кирпич и бетон – выделяют относительно немного радона (рис. 2.9). Гораздо большей удельной радиоактивностью обладают гранит и пемза, используемые в качестве строительных материалов, например, в Советском Союзе и Западной Германии. А некоторые материалы преподнесли строителям, ученым и, конечно же, жителям домов, построенных из этих материалов, неприятные сюрпризы, оказавшись особенно радиоактивными.

В течение нескольких десятков лет, например, глиноземы использовались в Швеции при производстве бетона, с применением которого было построено 350-700 тысяч домов. Затем неожиданно обнаружили, что глиноземы очень радиоактивны. В середине 70-х годов их применение было резко сокращено, а затем они вовсе перестали использоваться в строительстве. Кальций-силикатный шлак – побочный продукт, получаемый при переработке фосфорных руд и обладающий, как выяснилось, довольно высокой удельной радиоактивностью, – применялся в качестве компонента бетона и других строительных материалов в Северной Америке (шт. Айдахо и Флорида) и в Канаде.

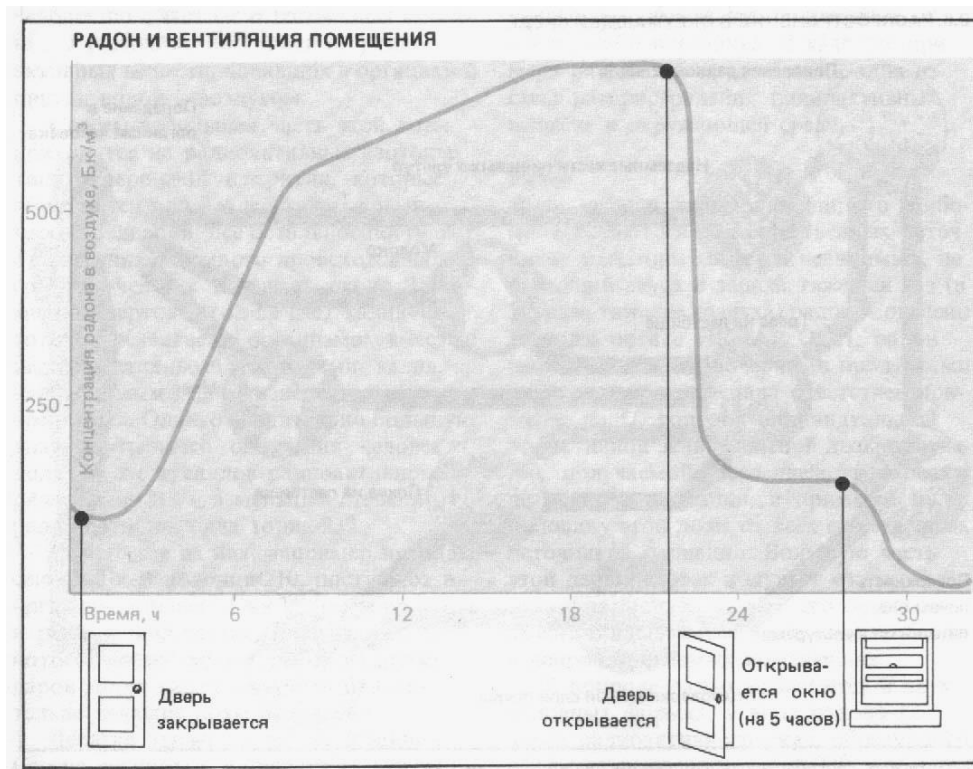


Рис. 2.8. Влияние проветривания на содержание радона в жилой комнате многоквартирного дома

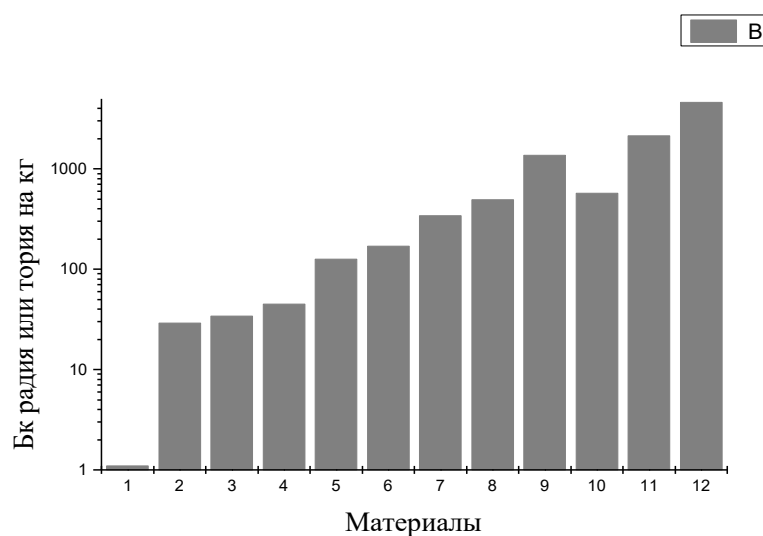


Рис. 2.9. Активность радия и тория в строительных материалах (Бк/кг):
 1—дерево (Финляндия) — 1,1; 2—природный гипс (Великобритания) — 29; 3—песок и гравий (ФРГ) — <34; 4—портланд-цемент (ФРГ) — <45; 5—кирпич (ФРГ) — 126; 6—гранит (Великобритания) — 170; 7—золевая пыль (ФРГ) — 341; 8—глинозём (Швеция, 1974–1979 гг.) — 496; 9—глинозём (Швеция, 1929–1975) — 1367; 10—фосфогипс (ФРГ) — <574; 11—кальций-силикатный шлак (США) — 2140; 12—отходы урановых обогатительных предприятий (США) — 4625

Фосфогипс – еще один побочный продукт, образующийся при другой технологии переработки фосфорных руд, – широко применялся при изготовлении строительных блоков, сухой штукатурки, перегородок и цемента. Он дешевле природного гипса, *и его применение приветствовалось защитниками окружающей среды*, поскольку фосфогипс относится к разряду промышленных отходов и, таким образом, его использование помогает сохранить природные ресурсы и уменьшить загрязнение окружающей среды. В одной только Японии в 1974 г. строительная промышленность израсходовала 3 млн. т этого материала. Однако фосфогипс обладает гораздо большей удельной радиоактивностью, чем природный гипс, который он призван был заменить, и, по-видимому, люди, живущие в домах, построенных с его применением, подвергаются облучению, на 30% более интенсивному, чем жильцы других домов. Согласно полученным оценкам, ожидаемая коллективная эффективная эквивалентная доза облучения в результате применения этого материала составляет ~ 300000 чел-Зв.

Среди других промышленных отходов с высокой радиоактивностью, применявшихся в строительстве, следует назвать кирпич из красной глины – отхода производства алюминия, доменный шлак – отход черной металлургии и зольную пыль, образующуюся при сжигании угля.

Известны случаи применения в строительстве даже отходов урановых рудников. В 1952-1966 гг. пустая порода из отвалов обогатительных фабрик, производящих урановый концентрат, применялась в качестве строительного материала и для засыпки строительных площадок под дома, особенно в городе Гранд-Джанкшен (штат Колорадо). В канадском городе Порт-Хоп (провинция Онтарио) для строительных целей использовали отходы, остающиеся после извлечения радия из руды. В обоих случаях пришлось вмешаться правительству и привлечь виновных к судебной ответственности за ущерб, причиненный здоровью людей, которые подверглись ничем не оправданному облучению.

Конечно, радиационный контроль строительных материалов заслуживает самого пристального внимания, однако главный источник радона в закрытых помещениях – это грунт. В некоторых случаях дома возводились прямо на старых отвалах горнодобывающих предприятий, содержащих радиоактивные материалы. Так, в США (штат Колорадо) дома оказались построенными на отходах урановых рудников, в Швеции – на отходах переработки глинозема, в Австралии – на отходах, оставшихся после извлечения радия, во Флориде – на регенерированной после добычи фосфатов территории. Но даже и в менее экзотических случаях просачивающийся сквозь пол радон представляет собой главный источник радиоактивного облучения населения в закрытых помещениях.

В Хельсинки максимальные концентрации радона, более чем в 5000 раз превосходящие его среднюю концентрацию в наружном воздухе, были обнаружены в домах, где единственным сколько-нибудь значительным его источником мог быть лишь грунт. Даже в Швеции, где при строительстве домов использовали глиноземистые цементы, главной причиной радиации, как показали недавние исследования, является эмиссия радона из земли.

Концентрация радона в верхних этажах многоэтажных домов, как правило, ниже, чем на первом этаже. Исследования, проведенные в Норвегии, пока-

зали, что концентрация радона в деревянных домах даже выше, чем в кирпичных, хотя дерево выделяет совершенно ничтожное количество радона по сравнению с другими материалами. Это объясняется тем, что деревянные дома, как правило, имеют меньше этажей, чем кирпичные, и, следовательно, комнаты, в которых проводились измерения, находились ближе к земле – основному источнику радона.

Скорость проникновения исходящего из земли радона в помещения фактически определяется толщиной и целостностью (т.е. количеством трещин и микротрещин) межэтажных перекрытий. Этот вывод подтвердился при инспекции домов, построенных на регенерированных после добычи фосфатов землях во Флориде, а в Чикаго, например, в домах, стоящих прямо на земле, с земляными подвалами, были зарегистрированы концентрации радона, в 100 раз превышающие его средний уровень в наружном воздухе, хотя удельная радиоактивность грунта была самая обычная.

Из всего сказанного следует, что после заделки щелей в полу и стенах какого-либо помещения концентрация радона там должна уменьшиться. Исследования в этом направлении продолжаются, но некоторые обнадеживающие результаты уже получены. Особенно эффективное средство уменьшения количества радона, просачивающегося через щели в полу, – вентиляционные установки в подвалах. Кроме того, эмиссия радона из стен уменьшается в 10 раз при облицовке стен пластиковыми материалами типа полиамида, поливинилхлорида, полиэтилена или после покрытия стен слоем краски на эпоксидной основе или тремя слоями масляной краски. Даже при оклейке стен обоями скорость эмиссии радона уменьшается примерно на 30%.

Еще один, как правило, менее важный, источник поступления радона в жилые помещения представляют собой вода и природный газ (рис. 2.10). Концентрация радона в обычно используемой воде чрезвычайно мала, но вода из некоторых источников, особенно из глубоких колодцев или артезианских скважин, содержит очень много радона. Такое высокое содержание радона было обнаружено, например, в воде артезианских колодцев в Финляндии и США, в том числе в системе водоснабжения Хельсинки, и примерно в той же концентрации в воде, поступающей в город Хот-Спрингс (штат Арканзас). Наибольшая зарегистрированная удельная радиоактивность воды в системах водоснабжения составляет 10^8 Бк/м³, наименьшая равна нулю. По оценкам НКДАР ООН, среди всего населения Земли менее 1% жителей потребляет воду с удельной радиоактивностью более 10^6 Бк/м³ и менее 10% пьют воду с концентрацией радона, превышающей 10^5 Бк/м³.

Однако основная опасность, как это ни удивительно, исходит вовсе не от питья воды, даже при высоком содержании в ней радона. Обычно люди потребляют большую часть воды в составе пищи и в виде горячих напитков (кофе, чай). При кипячении же воды или приготовлении горячих блюд радон в значительной степени улетучивается и поэтому поступает в организм в основном с некипяченой водой. Но даже и в этом случае радон очень быстро выводится из организма.

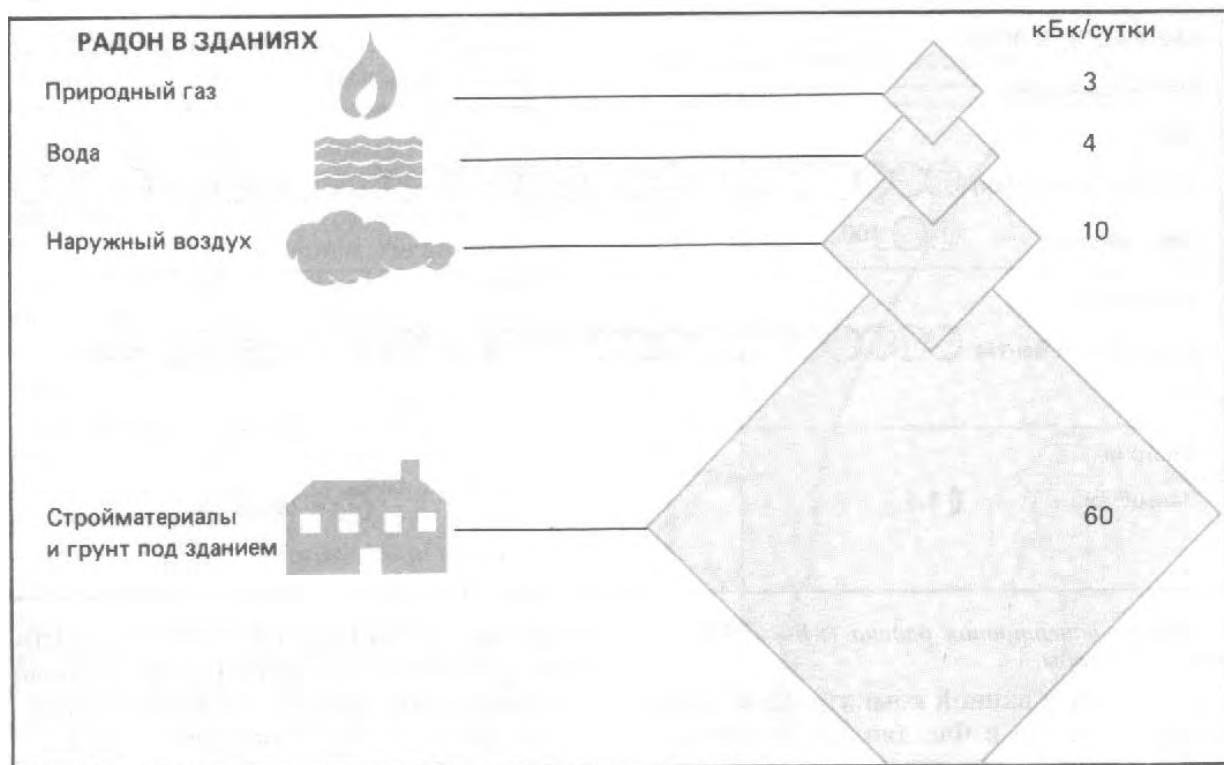


Рис. 2.10. Причины появления радона в зданиях

Гораздо большую опасность представляет попадание паров воды с высоким содержанием радона в легкие вместе с вдыхаемым воздухом, что чаще всего происходит в ванной комнате. При обследовании домов в Финляндии оказалось, что в среднем концентрация радона в ванной комнате примерно в три раза выше, чем на кухне, и приблизительно в 40 раз выше, чем в жилых комнатах. А исследования, проведенные в Канаде, показали, что все семь минут, в течение которых был включен теплый душ, концентрация радона и его дочерних продуктов в ванной комнате быстро возрастала, и прошло более полутора часов с момента отключения душа, прежде чем содержание радона вновь упало до исходного уровня.

Радон проникает также в природный газ под землей. В результате предварительной переработки и в процессе хранения газа перед поступлением его к потребителю большая часть радона улетучивается, но концентрация радона в помещении может заметно возрасти, если кухонные плиты, отопительные и другие нагревательные устройства, в которых сжигается газ, не снабжены вытяжкой. При наличии же вытяжки, которая сообщается с наружным воздухом, пользование газом практически не влияет на концентрацию радона в помещении.

Много радона, улетучившегося из природного газа в процессе предварительной переработки, попадает в сжиженный газ – побочный продукт этой обработки. Но в целом за счет природного газа в дома поступает значительно больше радиоактивного материала (в 10–100 раз), чем от более радиоактивного сжиженного газа, поскольку потребление природного газа гораздо выше.

К значительному повышению концентрации радона внутри помещений могут привести меры, направленные на экономию энергии. При герметизации помещений и отсутствии проветривания скорость вентилирования помещения уменьшается. Это позволяет сохранить тепло, но приводит к увеличению содержания радона в воздухе.

В качестве примера можно привести Швецию, где дома герметизируются особенно тщательно. Долгие годы считалось, что в этой стране не существует проблем, связанных с чрезмерным содержанием радона внутри домов, несмотря на присутствие глинозема в составе строительных материалов: обследование, проведенное в 1956 г., показало что для беспокойств такого рода нет достаточных оснований при существовавших в то время скоростях вентилирования помещений. Однако с начала 50-х годов, с проведением кампании за экономию энергии, скорости вентилирования помещений в домах Швеции постоянно уменьшались, и между 1950-м и серединой 70-х годов уменьшились более чем вдвое; как следствие этого концентрация радона внутри домов увеличилась более чем в три раза (рис. 2.11). По оценкам, на каждый ГВт-год электроэнергии, сэкономленной благодаря герметизации помещений, шведы получили дополнительную дозу облучения в 5600 чел.-Зв.

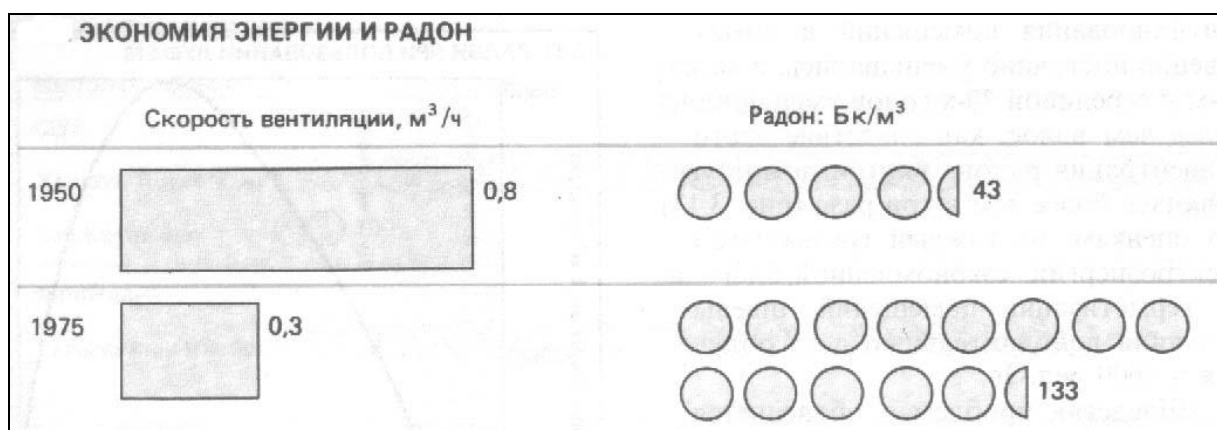


Рис. 2.11. Влияние скорости вентиляции на содержание радона в помещениях на примере Швеции

«Шведская проблема» объясняется тщательной герметизацией помещений, относительно высоким выходом радона из земли при малоэтажности зданий и использованием глинозема в качестве добавки к строительным материалам. Что же касается других стран, то, согласно данным доклада НКДАР ООН за 1982 г. (впрочем, гораздо более скудным), концентрация радона вместе с его дочерними продуктами внутри домов в 90% случаев составляет менее 50 Бк/м³, т.е. примерно в 25 раз выше среднего уровня в наружном воздухе, и всего лишь в нескольких процентах домов удельная радиоактивность воздуха внутри помещений превышает 100 Бк/м³. Напротив, в Швеции, согласно тому же докладу, более 30% домов относятся к последней категории, а средняя концентрация радона в домах по всей стране более чем в 4 раза превышает средние значения по другим странам умеренной климатической зоны.

Впрочем, в последнее время появились некоторые данные, свидетельствующие о том, что Швеция не такое уж исключение из общего правила, как одно время полагали. В других странах также стали осознавать, что стоящие перед ними проблемы серьезнее, чем считалось до сих пор. Возможно, тот факт, что ситуация в Швеции выглядит тревожнее, частично объясняется тем, что здесь раньше, чем где бы то ни было, стали проводить исследования в данной области.

Доля домов, внутри которых концентрация радона и его дочерних продуктов составляет от 10^3 до 10^4 Бк/м³, лежит в пределах от 0,01 до 0,1% в различных странах. Это означает, что не так уж мало людей подвергаются заметному облучению из-за высокой концентрации радона внутри домов, где они живут. Однако в странах, где этот вопрос не стоит так остро, как в Швеции, $3/4$ коллективной эквивалентной дозы, получаемой населением этих стран за счет радона, складывается из доз облучения в домах с удельной радиоактивностью воздуха в помещениях менее 100 Бк/м³. Эффективная эквивалентная доза облучения от радона и его дочерних продуктов составляет в среднем около 1мЗв/г, т.е., согласно текущим оценкам, около половины всей годовой дозы, получаемой человеком в среднем от всех естественных источников радиации.

2.5.3.5. Другие источники радиации

Уголь, подобно большинству других природных материалов, содержит ничтожные количества первичных радионуклидов. Последние, извлеченные вместе с углем из недр земли, после сжигания угля попадают в окружающую среду, где могут служить источником облучения людей.

Хотя концентрация радионуклидов в разных угольных пластах различается в сотни раз, в основном уголь содержит меньше радионуклидов, чем земная кора в среднем. Но при сжигании угля большая часть его минеральных компонентов спекается в шлак или золу, куда в основном и попадают радиоактивные вещества. Большая часть золы и шлаки остаются на дне топки электростанции. Однако более легкая зольная пыль уносится тягой в трубу электростанции. Количество этой пыли зависит от отношения к проблемам загрязнения окружающей среды и от средств, вкладываемых в сооружение очистных устройств.

Облака, извергаемые трубами тепловых электростанций, приводят к дополнительному облучению людей, а оседая на землю, частички могут вновь вернуться в воздух в составе пыли. Согласно текущим оценкам, производство каждого ГВт·года электроэнергии обходится человечеству в 2 чел·Зв ожидаемой коллективной эффективной эквивалентной дозы облучения, т.е. в 1979 году, например, ожидаемая коллективная эффективная эквивалентная доза от всех работающих на угле электростанций во всем мире составила около 2000 чел·Зв.

На приготовление пищи и отопление жилых домов расходуется меньше угля, но зато больше зольной пыли летит в воздух в пересчете на единицу топлива. Таким образом, из печек и каминов всего мира вылетает в атмосферу зольной пыли, возможно, не меньше, чем из труб электростанций. Кроме того,

в отличие от большинства электростанций жилые дома имеют относительно невысокие трубы и расположены обычно в центре населенных пунктов, поэтому гораздо большая часть загрязнений попадает непосредственно на людей. До последнего времени на это обстоятельство почти не обращали внимания, но по весьма предварительной оценке из-за сжигания угля в домашних условиях для приготовления пищи и обогрева жилищ во всем мире в 1979 году ожидаемая коллективная эффективная эквивалентная доза облучения населения Земли возросла на 10^5 чел-Зв.

Не много известно также о вкладе в облучение населения от зольной пыли, собираемой очистными устройствами. В некоторых странах более трети ее используется в хозяйстве, в основном в качестве добавки к цементам и бетонам. Иногда бетон на $4/5$ состоит из зольной пыли. Она используется также при строительстве дорог и для улучшения структуры почв в сельском хозяйстве. Все эти применения могут привести к увеличению радиационного облучения, но сведений по этим вопросам публикуется крайне мало.

Еще один источник облучения населения – термальные водоемы. Некоторые страны эксплуатируют подземные резервуары пара и горячей воды для производства электроэнергии и отопления домов; один такой источник вращает турбины электростанции в Лардерелло в Италии с начала 20-го века. Измерения эмиссии радона на этой и еще на двух, значительно более мелких, электростанциях в Италии показали, что на каждый ГВт-год вырабатываемой ими электроэнергии приходится ожидаемая коллективная эффективная эквивалентная доза 6 чел-Зв, т.е. в три раза больше аналогичной дозы облучения от электростанций, работающих на угле. Однако, поскольку в настоящее время суммарная мощность энергетических установок, работающих на геотермальных источниках, составляет всего 0,1% мировой мощности, геотермальная энергетика вносит ничтожный вклад в радиационное облучение населения. Но этот вклад может стать весьма весомым, поскольку ряд данных свидетельствует о том, что запасы этого вида энергетических ресурсов очень велики.

Добыча фосфатов ведется во многих местах земного шара; они используются главным образом для производства удобрений, которых в 1977 г. во всем мире было получено около 30 млн. т. Большинство разрабатываемых в настоящее время фосфатных месторождений содержит уран, присутствующий там в довольно высокой концентрации. В процессе добычи и переработки руды выделяется радон, да и сами удобрения радиоактивны, и содержащиеся в них радиоизотопы проникают из почвы в пищевые культуры. Радиоактивное загрязнение в этом случае бывает обыкновенно незначительным, но возрастает, если удобрения вносят в землю в жидком виде или если содержащие фосфаты вещества скормливают скоту. Такие вещества действительно широко используются в качестве кормовых добавок, что может привести к значительному повышению содержания радиоактивности в молоке. Все эти аспекты применения фосфатов дают за год ожидаемую коллективную эффективную эквивалентную дозу, равную примерно 6×10^3 чел-Зв, в то время как соответствующая доза из-за применения фосфогипса, полученного только в 1977 г., составляет около 3×10^5 чел-Зв.

2.6. ИСТОЧНИКИ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ ИСКУССТВЕННОГО ПРОИСХОЖДЕНИЯ

2.6.1. Основные характеристики источников

В настоящее время промышленным образом выпускается широкая номенклатура изотопных источников ионизирующих излучений самых разнообразных форм и конфигураций. Номенклатура изотопной продукции в целом достигает более 3000 наименований, в том числе более 1500 наименований источников α -, β -, γ -, тормозного и нейтронного излучения, более 700 наименований стабильных изотопов и меченых атомов или соединений. Ассортимент выпускаемой изотопной продукции ежегодно увеличивается. Чтобы наиболее эффективно и технически грамотно использовать источники ионизирующих излучений, необходимо хорошо знать их основные технические характеристики.

Прежде всего всякий радионуклид характеризуется схемой распада, которая представляет собой энергетическую характеристику материнского и дочерних ядер. За начало отсчета энергии принимают основное состояние материнского ядра. На схеме приводятся периоды полураспада, последовательность испускания частиц, их процентный выход, вплоть до стабильного состояния конечного продукта (рис. 2.12). Радиоактивные β^- -переходы изображаются стрелками, направленными слева направо вниз, β^+ -переходы – стрелками, направленными справа налево вниз, γ -переходы – вертикальными стрелками. Процесс K -захвата изображают вертикальной линией со стрелками на обоих концах. Вдоль стрелки обозначают граничную энергию β -спектра, энергию γ -переходов и долю распадов в процентах в направлении стрелки. Из рис. 2.12 видно, что радионуклид $^{137}_{55}\text{Cs}$, например, при распаде испускает два вида β -частиц с энергиями 0,51 и 1,2 МэВ. Вклад каждого излучения соответственно равен 94,7 и 5,3%, Дочерний радионуклид испускает кванты с энергией 0,661 МэВ. Период полураспада $^{137}_{55}\text{Cs}$ равен 30,174 года, В результате распада цезия образуется стабильный нуклид $^{137}_{56}\text{Ba}$.

Главнейшей характеристикой источника ионизирующего излучения является его активность на дату изготовления или измерения. В паспорте источника представляются и другие характеристики (например, для α - и β -источников – внешнее излучение, част./с, с активного слоя в угле 2π , а для γ -источников – мощность экспозиционной дозы γ -излучения, А/кг, создаваемая источником на расстоянии 1 м от его рабочей поверхности при помещении его в типовой коллиматор). В случае источника нейтронного излучения в паспорте приводится внешнее излучение нейтронов (выход), нейтр./с, – количество нейтронов, испускаемых источником в угле 4π . Активность радионуклида в γ - и нейтронных источниках в паспорте, как правило, не указывается.

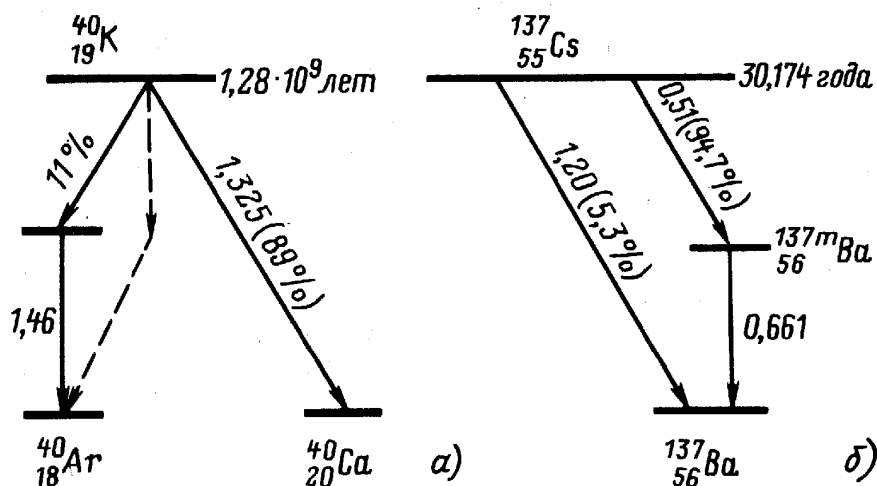


Рис. 2.12. Схема распада радионуклидов ^{40}K (а) и ^{137}Cs (б)

Одной из важнейших характеристик источника ионизирующего излучения является радиохимическая чистота радионуклида, т.е. процентное содержание прочих радиохимических примесей, загрязняющих энергетический спектр основного радионуклида. При использовании источника для калибровки спектрометров, в радиотерапии, в радиоизотопных приборах и т.п. наличие таких примесей крайне нежелательно.

Геометрические размеры источников, их конструкция, материал оболочек (или подложек), способ герметизации активного вещества самые разнообразные и зависят от типа и назначения источника. Эти характеристики оговариваются в технических условиях. Приводятся технические требования к материалам оболочки и активной части источника, методы контроля и испытаний, виды упаковки источника, условия эксплуатации, условия транспортировки, методы намерения основных радиационных характеристик источника, например активности, внешнего излучения, герметичности, поверхностной загрязненности, механической прочности и другие важные сведения.

При эксплуатации источника необходимо строго придерживаться регламентированных поставщиком условий эксплуатации. При несоблюдении их источник может разгерметизироваться и загрязнить не только рабочее место, но в некоторых случаях и воздушную среду.

2.6.2. Источники α -излучения

Для изготовления α -источников широкое распространение нашли радионуклиды, приведенные в табл. 2.7.

Имеется множество разнообразных приборов, где требуется применение α -источников, α -источники нашли весьма широкое применение в дозиметрии для градуировки радиометров и спектрометров.

Приведем пример источников, предназначенных для аттестации в качестве образцовых. Они представляют собой металлическую подложку с углублением, в которое внесено и зафиксировано радиоактивное вещество с соответствующим радионуклидом (рис. 2.13). Подложки для α -источников изготавли-

ют из нержавеющей стали. Радиоактивное вещество наносится на подложку равномерным слоем. После нанесения радиоактивного вещества источник покрывают защитным слоем. Содержание α -активных примесей в исходном растворе не должно превышать определенного количества. Например, для изготовления источников $^{239}_{94}\text{Pu}$ содержание примесей должно быть не больше 5% активности всех изотопов плутония. В процессе работы источники приходится брать руками или пинцетами, поэтому, чтобы не повредить активный слой, подложка по краям не покрыта радиоактивным веществом.

Таблица 2.7. Радионуклиды, используемые для изготовления α -источников

Радионуклид	$T_{1/2}$, лет	Е, МэВ	Радионуклид	$T_{1/2}$, лет	Е, МэВ
$^{234}_{92}\text{U}$	$2,445 \cdot 10^5$	4,716; 4,763	$^{239}_{94}\text{Pu}$	$2,406 \cdot 10^4$	5,157; 5,144
$^{238}_{92}\text{U}$	$4,468 \cdot 10^9$	4,132; 4,180	$^{240}_{94}\text{Pu}$	$6,537 \cdot 10^3$	5,168; 5,123
$^{238}_{94}\text{Pu}$	87,74	5,499; 5,456			

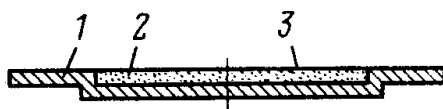


Рис.2.13. Конструкция образцового α -источника: 1–подложка; 2– радиоактивное вещество с α -нуклидом; 3–герметизирующее покрытие

Важнейшими характеристиками образцовых α -источников являются толщина и неравномерность нанесения активного слоя. Толщина активного слоя должна быть одинакова у всех образцовых источников, т.е. радиоактивное вещество должно быть нанесено равномерно. Это достигается технологией нанесения активного вещества на подложку (напыление в вакууме, электролиз и т.п.).

Измеренные значения внешнего излучения могут отличаться от номинальных значений в пределах $\pm 20\%$ без учета погрешностей измерения. Образцовые α -источники выпускают с площадью активной поверхности 4, 10, 40, 100, 160 см^2 , с внешним излучением в угле 2π от 2 до $8 \cdot 10^6$ част./с, в частности для $^{239}_{94}\text{Pu}$ – от 2 до 300, а для $^{238}_{92}\text{U}$ – от 2 до 500 част./с.

По мере совершенствования технологии изготовления источников технические требования могут меняться. К обычным α -источникам, предназначенным для других целей, требования менее жесткие, но в принципе аналогичные.

2.6.3. Источники β -излучения

Источники β -излучения изготавливаются с различным выходом β -частиц. Для целей технологического контроля в паспортах на β -источники указываются

активность радионуклида в источнике и выход β -частиц в секунду в угле 2π . В зависимости от типа источников геометрические размеры их различны. Для технологического контроля используют $^{90}_{38}\text{Sr} + ^{90}_{39}\text{Y}$, $^{106}_{44}\text{Ru}$, $^{144}_{58}\text{Ce}$, $^{147}_{61}\text{Pm}$, $^{204}_{81}\text{Tl}$, $^{60}_{27}\text{Co}$.

Для проверки и аттестации радиометрической аппаратуры ВО "Изотоп" поставляет разнообразные β -источники (табл. 2.8). Подложки для β -источников изготавливают из алюминия, толщина подложки 1 мм, углубление 0,5 мм. Примесь других радионуклидов регламентируется. Например, для радионуклидов $^{90}_{38}\text{Sr} + ^{90}_{39}\text{Y}$ количество примесей не должно превышать 1%. Условия эксплуатации те же, что и для β -источников. Для технологических целей изготавливаются ампулированные источники β -излучения. Радиоактивное вещество герметизировано в ампуле, изготовленной из алюминия. Герметизация источников производится, как правило, приклеиванием крышки и корпуса ампулы клеем на основе эпоксидных смол. Для использования в научно-исследовательских работах, медицине, биологии выпускаются β -источники специального назначения, например с радионуклидом $^{14}_6\text{C}$. Кроме того, источники β -излучения можно изготавливать по специальным заказам и требованиям.

Таблица 2.8. β -источники для проверки и аттестации радиометрической аппаратуры

Радионуклид	Внешнее излучение β -частиц в угле 2π , част./с					
	1 см ²	4 см ²	10 см ²	40 см ²	100 см ²	160 см ²
$^{90}_{38}\text{Sr} + ^{90}_{39}\text{Y}$ $T_{1/2}(^{90}\text{Sr}) = 28,6$ года $T_{1/2}(^{90}\text{Y}) = 64,16$ года $E_{\beta}(^{90}\text{Sr}) = 0,61$ МэВ $E_{\beta}(^{90}\text{Y}) = 2,18; 1,15; 0,15$ МэВ	от 5 до $1,2 \times 10^6$	от 8 до 5×10^7	от 30 до 5×10^7	от 80 до 5×10^7	от 30 до 8×10^7	от 30 до 8×10^7
$^{204}_{81}\text{Tl}$ $T_{1/2} = 3,78$ года $E_{\beta} = 0,61$ МэВ	от 120 до $1,2 \times 10^4$	от 500 до 5×10^4	от 12 до $1,2 \times 10^5$	от 5×10^3 до $1,2 \times 10^5$	от $1,2 \times 10^4$ до $1,2 \times 10^5$	
$^{60}_{27}\text{Co}$ $T_{1/2} = 5,272$ года $E_{\beta} = 0,306; 1,486$ МэВ	от 120 до 2×10^4	от 500 до 8×10^4	от $1,2 \times 10^3$ до 2×10^5	от 5 до 3×10^4		

2.6.4. Источники γ -излучения

Наиболее широкое применение в дозиметрии и народном хозяйстве получили следующие γ -источники: $^{60}_{27}\text{Co}$, $^{137}_{58}\text{Cs}$, $^{57}_{27}\text{Co}$, $^{75}_{34}\text{Se}$, $^{124}_{51}\text{Sb}$, $^{147}_{61}\text{Pm}$, $^{192}_{77}\text{Ir}$, $^{241}_{96}\text{Am}$

[12]. Большинство источников γ -излучения — искусственные радионуклиды. Источники изготавливаются в герметичной упаковке и в зависимости от назначения и мощности экспозиционной дозы выпускаются как в одинарной, так и в двойной оболочке из нержавеющей стали. Например, γ -источник из $^{60}_{27}\text{Co}$ представляет собой облученные нейтронами цилиндры из металлического кобальта, а из $^{137}_{58}\text{Cs}$ — цилиндрические ампулы, заполненные порошком стеклосплава на основе $^{137}_{58}\text{Cs}$ или гранулами катионита, насыщенного этим радионуклидом.

Мощность экспозиционной дозы γ -излучения (А/кг) определяется в направлении рабочей поверхности источника на расстоянии 1 м от источника в типовом коллимирующем устройстве на измерительных установках со счетчиками Гейгера-Мюллера или на установках с ионизационными камерами. Условия измерения и методика указываются в ТУ завода-изготовителя. Нередко в паспортах и каталогах для сравнительной оценки приводится и значение гамма-эквивалента в г-экв Ра.

Источники γ -излучения с радионуклидом $^{60}_{27}\text{Co}$ изготавливают с мощностью экспозиционной дозы в диапазоне $6 \times 10^9 \div 5 \times 10^{-4}$ А/кг. Источники излучения с радионуклидом $^{60}_{27}\text{Co}$ изготавливают с мощностью экспозиционной дозы в диапазоне $6 \times 10^{-12} \div 4,8 \times 10^{-6}$ А/кг. Конструктивное оформление источника в одинарной ампуле показано на рис. 2.14. По разовым заказам потребителя могут изготавливаться источники, не оговоренные ТУ или номенклатурой. Такие источники принято называть нестандартными.

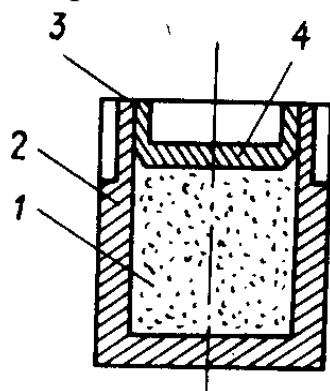


Рис. 2.14. Конструкция источника γ -излучения $^{60}_{27}\text{Co}$: 1 — активная часть; 2 — ампула; 3 — сварка; 4 — пробка

Источники рентгеновского (тормозного) излучения выпускают с радионуклидами $^{90}_{38}\text{Sr} + ^{90}_{39}\text{Y}$, $^{204}_{81}\text{Tl}$, $^{147}_{61}\text{Pm}$, $^{55}_{26}\text{Fe}$. Источники представляют собой герметичные ампулы, заполненные радиоактивным веществом соответствующего радионуклида и материалом мишени, в качестве которого используются тяжелые металлы. В паспортах наряду с мощностью экспозиционной дозы приводится и энергия рентгеновского излучения. Измеренные значения мощности экспозиционной дозы, создаваемой излучением источника, и выхода рентгеновского излучения могут значительно отличаться от значений, указанных в таблицах каталогов.

2.6.5. Источники нейтронов

В настоящее время источники нейтронов находят все более широкое применение в различных областях науки и техники. Номенклатура нейтронных источников с каждым годом пополняется новыми типами, выгодно отличающимися от ранее выпускаемых.

В отличие от α -, β - и γ -источников, непосредственно использующих излучение радионуклида, в источниках нейтронов используют излучение, которое возникает в процессе ядерной реакции. Примерами реакций, приводящих к образованию нейтронов, могут быть ядерные реакции типа (α, n) , (γ, n) , (p, n) , (d, n) и др. Мощными источниками нейтронов являются ядерные реакторы, критические сборки, нейтронные размножители, нейтронные генераторы и ускорители заряженных частиц. В последние годы благодаря развитию производства трансурановых элементов весьма перспективными становятся источники нейтронов спонтанного деления ядер.

Альфа-нейтронные источники. В течение длительного времени ядерная реакция (α, n) была единственным источником получения нейтронов. Для получения нейтронов требуются α -частицы с энергией, превышающей порог реакции (α, n) . Как известно, энергия α -частиц при распаде ядер не превышает 9 МэВ, поэтому в качестве мишеней в (α, n) -источниках выгодно применять легкие изотопы, например бериллий, бор, фтор, литий, дейтерий, углерод. На практике в качестве мишени широко используют бериллий и бор, так как выход быстрых нейтронов на одну α -частицу для них более значителен, например для бериллия – около $7,7 \times 10^{-5}$, а для бора – $2,2 \times 10^{-5}$ нейтронов на одну α -частицу. На протяжении многих лет для изготовления (α, n) -источников использовались $^{226}_{88}\text{Ra}$ и $^{210}_{84}\text{Po}$. С развитием атомной техники для этих целей стали использовать $^{239}_{94}\text{Pu}$, а в последние годы $^{238}_{94}\text{Pu}$ и $^{241}_{95}\text{Am}$.

Процесс изготовления источников заключается в следующем. α -излучающее вещество тщательно перемешивают с материалом мишени (в большинстве случаев с порошком карбида бериллия). Смесь высушивают и прессуют в ампулу из нержавеющей стали. Ампулу заворачивают и помещают в наружную ампулу из того же материала, последнюю герметизируют электросваркой. Так, например, изготавливались радий-бериллиевые, актиний-бериллиевые (α, n) -источники.

Плутоний-бериллиевые (α, n) -источники представляют собой герметичные двойные ампулы из нержавеющей стали, заполненные сплавом плутония с бериллием (рис. 2.15). Герметизация источников производится аргоно-дуговой сваркой.

Полоний-бериллиевые и полоний-борные (α, n) -источники представляют собой герметичные двойные ампулы из нержавеющей стали или хромированной латуни, заполненные порошком карбида бериллия или карбида бора с осажденным на нем ^{214}Po . Наружная ампула герметизируется электросваркой (рис. 2.16).

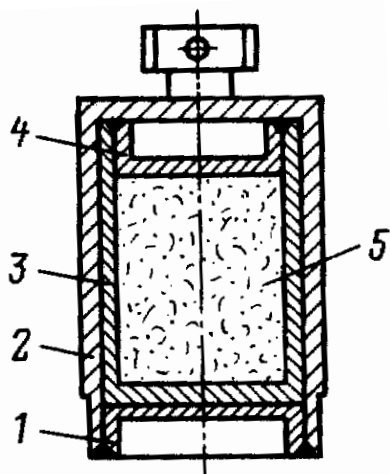


Рис. 2.15. Источник быстрых нейтронов на основе сплава Pu-Be: 1 – наружная крышка; 2 – наружная ампула; 3 – внутренняя ампула; 4 – внутренняя крышка; 5 – сплав

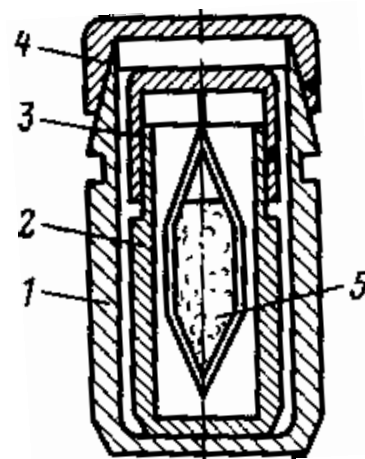


Рис. 2.16. Источник быстрых нейтронов на основе Po: 1 – наружная ампула; 2 – внутренняя ампула; 3 – внутренняя крышка; 4 – наружная крышка; 5 – порошок карбида Be с осажженным на нем ^{210}Po

Выход быстрых нейтронов от (α , n)-источников зависит главным образом от следующих факторов: материала мишени, энергии α -частиц, тщательности смешивания, крупности материала мишени, степени ее окисления и др. С возрастанием энергии α -частиц возрастает и выход нейтронов. Чем мельче порошок мишени и чем тщательнее произведено его смешивание с α -активным веществом, тем выше выход нейтронов. Максимальный удельный выход нейтронов на 1 г α -активных радионуклидов для некоторых (α , n)-источников приведен в табл. 2.9. Реальный выход нейтронов (α , n)-источников по ряду причин (неравномерность распределения компонентов активной части и мишени, крупности зерен мишени, их окисление) обычно составляет 60–80% максимального.

Таблица 2.9. Максимальный удельный выход быстрых нейтронов на 1 г α -активного радионуклида для некоторых (α , n)-источников (с гомогенной активной частью)

Радионуклид	$T_{1/2}$, лет	E_α , МэВ	Выход, нейтр. $\cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{г}^{-1}$ радионуклида)		
			Мишень Be	Мишень В	Мишень F
$^{210}_{84}\text{Po}$	0.38	5,3 (100%)	$1,36 \cdot 10^{10}$	$3,35 \cdot 10^9$	$1,7 \cdot 10^9$
$^{226}_{88}\text{Ra}$	1600	4,78 (94,6%)	$1,7 \cdot 10^7$	$3,0 \cdot 10^6$	$3,0 \cdot 10^6$
		5,60 (5,4%)			
$^{227}_{89}\text{Ac}$	21.77	4,96; 6,03; 5,86; 6,82; 7,36 и др.	$2,0 \cdot 10^9$	$3,0 \cdot 10^8$	$3,0 \cdot 10^8$
$^{238}_{94}\text{Pu}$	87.74	5,47 (71%)	$5,64 \cdot 10^7$	$1,34 \cdot 10^7$	$7,3 \cdot 10^6$
		5,45 (29%)			

Радионуклид	T _{1/2} , лет	E _α , МэВ	Выход, нейтр.·с ⁻¹ ·г ⁻¹ радионуклида)		
			Мишень Ве	Мишень В	Мишень F
²⁴⁰ ₉₄ Pu	6537	5,16 (76%) 5,20 (24%)	6,73 · 10 ⁵	1,69 · 10 ⁵	8,25 · 10 ⁴
²⁴¹ ₉₅ Am	432.8	5,48 (85%) 5,44 (14%)	1,04 · 10 ⁷	2,49 · 10 ⁶	1,35 · 10 ⁶
²⁴² ₉₆ Cm	0.44	6,11 (73%) 6,07 (26,3%)	1,42 · 10 ¹⁰	3,1 · 10 ⁹	2,02 · 10 ⁹
²⁴⁴ ₉₆ Cm	18.1	5,80 (76,7%) 5,76 (23,3%)	2,99 · 10 ⁸	6,77 · 10 ⁷	4,06 · 10 ⁷
²⁵² ₉₈ Cf	2.64	6,11 (84%) 6,07 (16%)	2,39 · 10 ⁹	5,16 · 10 ⁸	3,4 · 10 ⁸

При оценке пригодности (α, n)-источников к ним предъявляется ряд требований, наиболее важные из которых следующие: источник должен иметь достаточно большой период полураспада, высокий удельный выход нейтронов, сравнительно небольшой γ-фон и небольшую стоимость, а в ряде случаев – моноэнергетичность нейтронов. Из-за большого выхода γ-квантов Ra–Ве-источники в настоящее время не находят применения. Из-за малого периода полураспада (138,3 дня) Po–Ве-источники применяются редко. Хорошими были бы Ac–Ве-источники, но из-за трудности выделения ²²⁷₈₉Ac из облученного радия в производственных условиях они в настоящее время практически не применяются. Наибольшее применение нашли Pu–Ве и (α, n)-источники трансурановых α-радионуклидов.

Гамма-бериллиевые источники. Ядерное превращение радионуклидов часто сопровождается испусканием γ-квантов. Реакция, идущая с образованием нейтронов, может быть вызвана облучением определённых ядер γ-квантами достаточно высокой энергии, так называемой пороговой. Пороговая энергия – минимальная энергия γ-квантов, необходимая для осуществления реакции (γ, n), для γ-квантов она практически равна энергии связи нейтрона в ядре. Например, пороговая энергия для бериллия, используемого в качестве мишени, равна 1,67 МэВ, для водорода (тяжелого) – 2,23 МэВ, для всех других возможных материалов мишени достигает 6 МэВ. Источники нейтронов, полученные по реакции (γ, n), называются фотонейтронными источниками. Для создания таких источников пригодны γ-активные радионуклиды, в спектре которых преобладают γ-кванты с энергией, превышающей энергию связи нейтрона в ядре мишени. Следует отметить, что выход нейтронов на 1 Ки у таких источников меньше, чем у (α, n)-источников.

Наиболее широкое применение получили ¹²⁴₅₁Sb + Be(γ, n)-источники, так как ¹²⁴₅₁Sb сравнительно легко получить, облучая сурьму в реакторе потоком

тепловых нейтронов. В этих источниках максимальный выход нейтронов обычно не превышает 2×10^4 нейтр. $\cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{Ки}^{-1}$, выход γ -квантов $1,2 \times 10^3$ МР $\cdot \text{ч}^{-1} \cdot \text{мКи}^{-1}$.

Конструкционно фотонейтронный источник представляет собой блок из бериллия или тяжелой воды, внутри которого размещен в герметичной ампуле источник $^{124}_{51}\text{Sb}$. В случае необходимости замены источник можно легко извлечь из блока. Принципиально имеется возможность регулировать положение источника в блоке и тем самым управлять выходом нейтронов.

Источники нейтронов спонтанного деления ядер. В последние годы большой интерес проявляется к источникам нейтронов спонтанного деления ядер. Некоторые тяжелые элементы независимо от внешних воздействий могут спонтанно делиться, испуская нейтроны. Вероятность спонтанного деления тяжелых элементов сильно зависит от атомного номера Z . Для урана и тория вероятность самопроизвольного деления мала, и для элементов с Z около 100 вероятность спонтанного деления сравнима с вероятностью α -распада, который характерен для ядер тяжелых элементов (табл. 2.10). Энергетический спектр нейтронов спонтанного деления близок к спектру нейтронов деления $^{235}_{92}\text{U}$ под воздействием тепловых нейтронов.

Практический интерес для изготовления источников нейтронов спонтанного деления ядер представляют радионуклиды $^{244}_{96}\text{Cm}$ и $^{252}_{98}\text{Cf}$, так как удельный выход нейтронов у них довольно значителен (см. табл. 2.10). Нейтронные источники на основе $^{252}_{98}\text{Cf}$ имеют достаточно приемлемый в практическом отношении период полураспада и сравнительно с другими трансурановыми радионуклидами большой удельный выход нейтронов – $2,34 \times 10^{12}$ нейтр./ $(\text{с} \cdot \text{г})$. Средняя энергия нейтронов у такого источника составляет около 23 МэВ. Практически возможно изготавливать компактные источники с большим выходом быстрых нейтронов (10^7 , 10^8 , 10^9 и более).

Получение нейтронов с помощью ускорителей. Для создания мощных потоков моноэнергетических нейтронов используют ядерные реакции, при которых мишени облучают искусственно ускоренными частицами: протонами, дейтронами, тритонами, α -частицами и др. Установки, на которых получают нейтроны, носят название нейтронных генераторов. На этих установках получают потоки моноэнергетических нейтронов, в тысячу и более раз мощные, чем от облучения мишеней обычными α - и γ -источниками. Для получения нейтронов в ускорителях чаще всего осуществляются реакции:

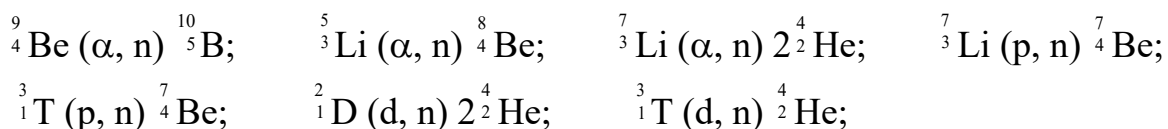


Таблица 2.10. Выход нейтронов некоторых спонтанно делящихся радионуклидов

Радионуклид	$T_{1/2}$, лет*	Выход нейтронов спонтанного деления, нейтр./ (с·г)	Радионуклид	$T_{1/2}$, лет*	Выход нейтронов спонтанного деления, нейтр./ (с·г)
$^{238}_{94}\text{Pu}$	$3,8 \cdot 10^{10}$	$3,5 \cdot 10^3$	$^{242}_{96}\text{Cm}$	$2,0 \cdot 10^6$	$2,0 \cdot 10^9$
$^{239}_{94}\text{Pu}$	$5,5 \cdot 10^{15}$	0,03	$^{244}_{96}\text{Cm}$	$1,4 \cdot 10^7$	$1,09 \cdot 10^7$
$^{240}_{94}\text{Pu}$	87,74	5,499; 5,456	$^{252}_{98}\text{Cf}$	85,5	$2,34 \cdot 10^{12}$

* Спонтанно делящиеся радионуклиды имеют разные периоды по спонтанному делению и α -распаду. Период полураспада источника определяется эффективным периодом: $T_{эф} = (T_{cn}T_{\alpha})/(T_{cn}+T_{\alpha})$.

Ядерные реакторы, критические сборки, нейтронные размножители.

В связи с бурным развитием энергетических, исследовательских ядерных реакторов все более часто их стали использовать как источники мощных потоков нейтронов. Плотность потока зависит от количества делящегося материала и достигает 10^{14} нейтр.·с⁻¹·см⁻² и больше.

В качестве источников значительных потоков нейтронов также используют критические сборки и нейтронные размножители. Критическая сборка представляет собой систему для размножения нейтронов, гибкую в использовании, собранную из делящихся и других применяемых в ядерной технике материалов и используемую главным образом с целью определения критической массы и других характеристик сборки или материалов. Нейтронный размножитель – сборка, собранная из делящихся и других материалов, применяемых в ядерной технике, используемая как источник нейтронов.

3. БИОЛОГИЧЕСКОЕ ДЕЙСТВИЕ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ

3.1. ПЕРВЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ БИОЛОГИЧЕСКОГО ДЕЙСТВИЯ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Открытие рентгеновского излучения и естественной радиоактивности стало началом новой эпохи в физике и медицине. Сотни тысяч ученых многих стран повторяли опыты Рентгена, Беккереля, Марии и Пьера Кюри. Начался период бурного применения открытий в технике и медицине. В то же время еще ничего не было известно о вредном биологическом действии ионизирующего излучения. Неудивительно поэтому, что в 1897 г. было зарегистрировано 23 случая кожных поражений от рентгеновских лучей.

В 1898 г. Мария Кюри подарила Беккерелю драгоценную в то время пробирку с радием. Беккерель в течение 6 часов носил ее в жилетном кармане, и через некоторое время на его теле там, где находилась пробирка с радием, образовался ожог. Так проявилось удивительное свойство радия воздействовать на живую ткань. Пьера Кюри как ученого заинтересовал этот факт. Не обращая внимания на опасность, он привязал к своему предплечью ампулу с 10 мг радия и проносил ее 10 часов. О результатах эксперимента на себе он писал: "Кожа покраснела на поверхности в шесть квадратных сантиметров, она имеет вид ожога, но не болит, или болезненна чуть-чуть. Через некоторое время краснота, не распространяясь, начинает становиться интенсивнее, на двадцатый день образовались струпья, затем рана, которую лечили перевязками". Рана зажила только через два месяца.

Беккерель опубликовал результаты своего непредвиденного эксперимента вместе с наблюдениями Пьера Кюри, и этим сообщением ученые положили начало новой отрасли науки – радиационной биологии (радиобиологии). Радиобиология – наука, изучающая действие ионизирующих излучений на живые объекты. Начался этап исследования действия ионизирующих излучений радия на животных. Оказалось, что излучение радия может быть использовано для лечения некоторых кожных заболеваний и даже отдельных форм рака. В этих исследованиях активное участие принимали супруги Кюри. В России первые исследования по действию рентгеновского излучения на живые объекты проводили И. Р. Тарханов и врач А. Н. Кулябко. Они пришли к заключению, что рентгеновское излучение вызывает изменение биохимических процессов в живых клетках.

Однако число несчастных случаев в результате злоупотреблений рентгеновским излучением росло. В 1907 г. было зарегистрировано 7 случаев смерти, в 1908 г. – 31. В 1909 г. было установлено, что за лучевым ожогом часто следует развитие новообразований, превращающихся впоследствии в раковую опухоль. В результате длительной работы с радием и продуктами его распада 3

июля 1934 г. скончалась от лучевой болезни всемирно известный ученый, дважды лауреат Нобелевской премии и лауреат других почетных премий, член многих академий мира Мария Складовская-Кюри. В 1936 г. в Гамбурге был открыт памятник рентгенологам и радиологам, отдавшим свою жизнь в борьбе против болезней. На памятнике были высечены фамилии 169 человек.

За последние 30–40 лет ученые (биологи, физики, инженеры, химики, медики) проделали огромную работу по изучению биологического действия ионизирующих излучений и разработке норм и правил работы с радиоактивными веществами и источниками ионизирующих излучений.

Несмотря на то, что людей, соприкасающихся на работе с источниками ионизирующих излучений, с каждым годом становится все больше, число случаев заболевания лучевой болезнью снижено до минимума. На предприятиях атомной промышленности несчастных случаев и профессиональных заболеваний меньше, чем, например, среди работников химической промышленности.

Выработанные санитарно-гигиенические меры, нормы предельно допустимой дозы, нормы загрязненности радиоактивными веществами оборудования, воды, воздуха и т.д. обеспечивают безопасность как работающих, так и населения в целом. По всей стране систематически проводятся наблюдения за радиоактивностью воздуха, воды, почвы, пищевых продуктов и организма человека. Поэтому заболевание лучевой болезнью относится к числу чрезвычайных и крайне редких событий, обусловленных только грубейшими нарушениями элементарных правил и норм.

В настоящее время биологическое действие ионизирующего излучения сравнительно хорошо изучено, правда, некоторые аспекты механизма взаимодействия излучения с биологической тканью остаются пока проблемными и спорными.

3.2. ФАКТОРЫ, ВЛИЯЮЩИЕ НА БИОЛОГИЧЕСКОЕ ДЕЙСТВИЕ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Действие ионизирующих излучений на организм не ощутимо человеком. Поэтому человек может проглотить, вдохнуть радиоактивное вещество, подвергнуться внешнему воздействию ионизирующим излучением без всяких первичных ощущений. Природа не наделила человека непосредственной сиюминутной реакцией на ионизирующее излучение, как, например, на тепло, холод, горькое и т.п.

Действие ионизирующего излучения на организм можно разделить на соматическое и генетическое.

Под *соматическим* действием ионизирующего излучения понимают непосредственное действие излучения на организм человека, подвергшегося облучению ("сома" означает тело). Соматическое действие излучения проявляется в виде лучевой болезни, в повреждении отдельных органов или тканей.

Но если последствие воздействия ионизирующего излучения незаметно у человека, подвергшегося облучению, а проявляется у его потомков, то такое действие называется *генетическим*. Генетическое действие излучения оценива-

ется только на статистической основе, и его трудно связать с облучением отдельного человека.

Генетические эффекты проявляются в генетическом аппарате половых клеток и поэтому могут влиять на жизнь и здоровье последующих поколений. Кроме того, генетическое действие ионизирующего излучения проявляется и на соматических клетках, но оно не передается в поколениях, а наследуется в клеточных популяциях данного облучаемого индивидуума.

Соматическое действие ионизирующего излучения зависит от многих факторов. Определяющими являются: доза и вид ионизирующего излучения, продолжительность облучения, размеры облучаемой поверхности, индивидуальная чувствительность организма. Рассмотрим каждый фактор в отдельности.

Биологическое действие ионизирующего излучения примерно пропорционально поглощенной энергии, т.е. при однократном облучении всего тела человека возможны следующие биологические нарушения [12]:

0–0,25 Гр – заметных клинических изменений в большинстве случаев не наблюдается;

0,25–0,5 Гр – временные изменения в крови, которые быстро нормализуются, возможны остаточные последствия;

0,50–1,0 Гр – умеренные изменения в крови без серьезной потери трудоспособности, у отдельных облученных появляется рвота, исход благополучный;

1,0–2,0 Гр – легкая форма острой лучевой болезни, заметные изменения в крови, умеренная тошнота, усталость. Исход через несколько недель лечения благополучный;

2,0–4,0 Гр – лучевая болезнь средней тяжести. Кроветворная ткань поражена, возможна в тяжелой форме лейкопения (уменьшение числа лейкоцитов в крови), рвота, потеря аппетита, общая слабость, подкожные кровоизлияния, потеря работоспособности, возможен смертельный исход. Срок выздоровления в случае благоприятного исхода – около 12 месяцев. Минимальную дозу, при которой наблюдается гибель организма, называют минимальной летальной дозой;

4,0–6,0 Гр – тяжелая форма лучевой болезни. В течение месяца после облучения смертельный исход возможен у 50% облученных. Доза, при которой гибнет 50% организмов, называется средней летальной дозой. Она обозначается $ЛД_{50/30}$, т.е. летальная доза, при которой за 30 суток погибает 50% живых организмов. При средней летальной дозе у облученных наблюдается тошнота, слабость, рвота, головокружение, быстрое истощение, кровоизлияния, повышение температуры. Срок выздоровления при благоприятном исходе продолжительный;

свыше 6,0 Гр – крайне тяжелая форма острой лучевой болезни. Через 2–4 ч после облучения появляется рвота. В крови почти полностью исчезают лейкоциты, появляются множественные подкожные кровотечения, кровавый понос, сильное головокружение. Смертность около 100%. Причиной смерти чаще всего являются инфекционные заболевания и кровоизлияния. Доза, которая вызывает 100%-ную гибель живых организмов, называется абсолютно летальной дозой. Обозначается $ЛД_{100/30}$. При дозе, в 10 раз большей, чем $ЛД_{100/30}$ смерть наступает во время облучения.

В отечественной медицинской практике имелись случаи, когда при умелом и своевременном проведении курса лечения облученные дозой около 10 Гр выживали и трудоспособность их восстанавливалась.

Вид ионизирующего излучения при биологическом воздействии имеет весьма важное значение, так как линейная плотность ионизации для различных видов излучения различна. Линейная плотность ионизации является, как известно, определяющим фактором при сравнении биологической эффективности различных видов ионизирующего излучения.

По степени радиационной опасности на первом месте стоит α -излучение и тяжелые ядра отдачи. Однако в реальных условиях внешним облучением организма α -частицами можно пренебречь, так как они задерживаются кожным покровом человека и не достигают чувствительных к излучению клеток; α -излучение опасно при попадании радионуклидов внутрь организма. На втором месте по степени опасности находятся быстрые нейтроны и протоны отдачи. Быстрые нейтроны испытывают упругие соударения с легкими ядрами ткани, прежде всего с атомами водорода, образуя протоны отдачи, которые на своем пути дают большую плотность ионизации. Тепловые нейтроны захватываются ядрами водорода и азота, находящимися в ткани, в результате протекают реакции типа ${}^1\text{H} (n, \gamma) {}^2\text{D}$ и ${}^{14}\text{N} (n, p) {}^{14}\text{C}$. β - и γ -излучения обладают одним и тем же биологическим действием. Несколько большая плотность ионизации при β -излучении компенсируется меньшим объемом облучаемой ткани, так как проникающая способность β -частиц в ткани обычно не превышает 1 см, тогда как фотоны частично поглощаются человеческим организмом. Поток β -частиц в основном опасен при контактном и внутреннем облучении организма высокоактивными радионуклидами.

Реакция организма на облучение в значительной степени зависит от продолжительности облучения. Поражающее действие ионизирующего излучения возрастает с увеличением дозы и несколько уменьшается, если суммарная доза фракционирована, т.е. облучение производится многократно долями суммарной дозы. Это объясняется тем, что параллельно с развитием лучевого поражения идут процессы восстановления, мешающие развиваться лучевому поражению. Например, известно, что смертельная доза общего излучения для собаки составляет 6 Гр. Если же облучать собаку ежедневно дозой в 0,1 рад, то смертельная доза при таких дробных облучениях может превысить летальную дозу однократного облучения в несколько раз. При большем дроблении может вообще не наблюдаться смертельного исхода, хотя и будет иметь место хроническая лучевая болезнь или развитие злокачественных опухолей. Таким образом, поражающее действие облучения тем меньше, чем более дробно во времени оно происходит.

Размеры облучаемой поверхности играют определяющую роль при рассмотрении опасности биологического воздействия ионизирующего излучения. При общем облучении дозой, в 100–1000 раз превышающей абсолютно летальную дозу, человек гибнет во время облучения. Но если облучать большой дозой малые участки (как это имеет место в облучении злокачественных опухолей), то смертельные исходы не отмечаются. Значения смертельной дозы для от-

дельных частей тела различны. Например, для головы – 20 Гр, а для грудной клетки 100 Гр.

Чувствительность организма в целом и отдельных органов человека к воздействию ионизирующего излучения различна. Радиочувствительность характеризуется минимальной летальной дозой. В табл. 3.1 [12] приведены значения средней летальной дозы $LD_{50/30}$, т.е. дозы, при которой за 30 суток погибает 50% живых организмов. Видно, что наименее чувствительны к действию ионизирующего излучения бактерии и простейшие биологические виды, наиболее чувствительны – млекопитающие. Различной радиочувствительностью и радиоустойчивостью обладают не только организмы разных биологических видов, но и организмы одного вида. Людям также свойственна индивидуальная радиочувствительность. Большую роль в радиоустойчивости играет общее состояние организма, его возраст. Детские организмы более радиочувствительны к воздействию ионизирующего излучения. Наиболее радиочувствительны организмы в эмбриональном периоде.

Таблица 3.1. Средние величины $D_{50/30}$ γ -излучения для разных биологических видов

Биологический вид	$D_{50/30}$, Гр	Биологический вид	$D_{50/30}$, Гр
Овца	1,5-2,0	Птицы	8-12
Осел	1,5-2,0	Рыбы	8-20
Человек	2,5-4,0	Змеи	80-200
Собака	2,5-3,0	Насекомые	100-1000
Обезьяна	2,5-4,0	Дрожжи	300-500
Мыши	6,0-13	Растения	10-1500
Крысы	7,0-9,0	Простейшие	1000-3000
Кролик	9,0-1,0		
Хомяк	9,0-1,0		

Доза, абсолютно безвредная для матери, может вызвать серьезные нарушения в развитии плода. Поэтому в санитарных правилах указано, что женщины должны освобождаться от работы с применением радиоактивных веществ и других источников ионизирующего излучения на весь период беременности, а от работы с радиоактивными веществами в открытом виде – и на период кормления ребенка.

Индивидуальная радиочувствительность организма существенно проявляется при малых дозах облучения. С увеличением дозы облучения различия в радиочувствительности организмов одного и того же биологического вида сравнимы.

Кроме того, есть данные, что индивидуальная радиочувствительность организма зависит от времени облучения в течение суток. Эти данные могут облегчить выбор наиболее безопасного времени работы в открытом космосе, ремонта и профилактики атомного оборудования и т.д.

3.3. ВНЕШНЕЕ, КОНТАКТНОЕ И ВНУТРЕННЕЕ ОБЛУЧЕНИЕ

Воздействие ионизирующего излучения на организм человека можно условно подразделить на внешнее, контактное и внутреннее, хотя в практике встречаются случаи и комбинированного воздействия.

Воздействие на организм ионизирующего излучения, приходящего извне, называют внешним облучением. Источником внешнего облучения могут быть β -, γ -, нейтронные препараты, рентгеновские установки, ускорители заряженных частиц, ядерные реакторы, нейтронные размножители, критические сборки и др.

Внешнее облучение подразделяется на хроническое, острое, дробное и местное.

Хроническое облучение – постоянное (или прерывистое) действие ионизирующего излучения в течение длительного времени.

Острое облучение – однократное кратковременное воздействие, когда организм получает значительную дозу ионизирующего излучения.

Дробное облучение – облучение, совершаемое двукратно или многократно с интервалами между отдельными воздействиями. *Местное (локальное) облучение* – облучение части организма. Воздействие ионизирующего излучения дозой выше предельно допустимой может вызвать лучевое поражение организма в целом или отдельных его частей. Это может произойти в результате радиационных аварий или грубых нарушений правил работы с радиоактивными веществами и другими источниками ионизирующего излучения. В зависимости от поглощенной дозы возможны локальные повреждения, хроническая лучевая болезнь, острая лучевая болезнь или иные последствия, например нарушение функций отдельных органов.

Контактное облучение – такое облучение, когда радиоактивное вещество или источник ионизирующего излучения непосредственно соприкасается с кожными покровами организма. Это может произойти при различных авариях на производстве или при грубых нарушениях правил работы с радиоактивными веществами и другими источниками ионизирующего излучения, например, когда человек берет незащищенными руками радиоактивное вещество или источник ионизирующего излучения. Кожа рук при этом подвергается хотя иногда и кратковременному, но весьма интенсивному облучению дозами, нередко превышающими сотни и тысяч рад. Глубина поражения зависит от дозы, вида и энергии ионизирующего излучения. В случае непосредственного попадания радиоактивных веществ на участки кожи (например, при аварийном выбросе радиоактивного раствора, порошка, пульпы и т.п.) они более или менее прочно фиксируются поверхностью кожного покрова – в мелких бороздках, порах, протоках сальных и потовых желез. Характер и прочность фиксации определяются физико-химическим составом соединения, состоянием кожных покровов, дисперсностью частиц и другими факторами. Чем выше способность загрязняющего вещества к растворению, тем больше вероятность тесного контакта его с кожным покровом. Например, окись трития в виде паров или жидкости быстро проникает через кожу и спустя несколько минут обнаруживается в крови, вы-

дыхаемом воздухе и моче. При своевременной очистке загрязненных участков кожи лучевые поражения, как правило, не имеют места.

Длительное воздействие ионизирующего излучения является нередко причиной хронических дерматитов. К повреждениям кожи при непосредственном воздействии ионизирующего излучения относятся появление на коже отдельных или сгруппированных пузырьков, сглаженность рисунка кожи, обильное потоотделение на пальцах при сухости ладоней. К более поздним проявлениям хронического поражения кожи ионизирующим излучением относятся появление доброкачественных новообразований, старческое увядание кожи.

Внутреннее облучение – облучение радионуклидами, проникшими в организм через органы дыхания, желудочно-кишечный тракт и кожные покровы. Попадание радионуклидов через органы дыхания – наиболее распространенный способ для профессиональных работников.

Кроме того, нужно добавить, что во внешней среде (для населения, проживающего за пределами объекта) при наличии выбросов наиболее опасным часто оказывается внешнее γ -излучение облака радиоактивных газов и осадков на почву от радиоактивных аэрозолей, а также поступление радионуклидов в организм по пищевым и биологическим цепочкам.

Опасность внутреннего облучения организма значительно выше, чем при внешнем облучении вследствие увеличения времени облучения (облучение происходит круглосуточно), уменьшения геометрического ослабления потока энергии (источник излучения расположен вплотную), невозможности применения защитных средств, избирательного отложения радионуклидов в отдельных органах человека.

Наиболее опасными с точки зрения внутреннего облучения оказываются в основном α -излучающие радионуклиды, так как пробег α -частиц в веществе мал и их энергия целиком поглощается вблизи места концентрации радионуклида. Нельзя пренебрегать при рассмотрении процесса внутреннего облучения β - и γ -радионуклидами, так как степень внутреннего облучения зависит не только от вида радионуклида и энергии излучения, но также от количества радионуклидов, попавших внутрь, характера распределения их в организме, периода полураспада радионуклида и скорости его выведения из организма. Совокупность этих показателей определяет относительную радиотоксичность радионуклида – его способность оказать повреждающее действие, обусловленное ионизирующим излучением.

С увеличением растворимости радиоактивных веществ увеличивается всасывание радионуклидов из желудочно-кишечного тракта. Радионуклиды концентрируются, как правило, избирательно в отдельных органах, подвергая их интенсивному облучению. Например, радий, фосфор, стронций, барий, плутоний концентрируются в костях; церий, прометий, америций, кюрий, лантан – в печени; плутоний – в легких, костях; йод – в щитовидной железе; уран – в легких, почках, костях. А такие радионуклиды, как тритий, углерод, натрий, кобальт, цезий, распределяются в организме равномерно.

Степень опасности характеризуется скоростью выведения радионуклидов и их соединений из организма. Различают биологический (T_b) и эффективный

($T_{эф}$) периоды полувыведения. Биологический период полувыведения – время, за которое активность нуклида, накопленного в организме или органе, уменьшается вдвое вследствие процессов биологического выведения. Эффективный период полувыведения – время, в течение которого активность нуклида в организме или его части уменьшится в 2 раза за счет биологического выведения и физического распада радионуклида:

$$T_{эф} = T_b T_{1/2} / (T_b + T_{1/2}), \quad (3.1)$$

где T_b и $T_{1/2}$ – соответственно биологический период полувыведения и период полураспада радионуклида. $T_{эф}$ может значительно, отличаться от T_b и $T_{1/2}$, но если $T_{1/2} \gg T_b$, то $T_{эф} = T_b$, и если $T_{1/2} \ll T_b$, то $T_{эф} = T_{1/2}$. Например, $^{90}_{38}\text{Sr}$ практически полностью откладывается в скелете, что приводит к облучению жизненно важного органа – костного мозга. Период полувыведения из организма $^{90}_{38}\text{Sr}$ равен приблизительно 50 лет, а $^{137}_{55}\text{Cs}$, который откладывается в мышечной ткани, около 70 суток.

Как правило, если радионуклиды, попавшие внутрь организма, одинаковы с элементами, которые потребляются человеком с пищей (натрий, хлор, калий и др.), то они не задерживаются в организме и выводятся вместе с такими же веществами. Инертные радиоактивные газы (аргон, ксенон, криптон и др.), попавшие через легкие в кровь, со временем также полностью удаляются. Некоторые же элементы, попав в организм, трудно из него удаляются (уран, торий, плутоний). Одни радионуклиды достигают равновесного состояния в организме, а другие никогда его не достигают. Число радионуклидов, не достигающих равновесия в организме за период жизни человека (50-70 лет), равно 20, наиболее важные из них приведены в табл. 3.3.

Таблица 3.2. Некоторые радионуклиды, не достигающие равновесия в организме

Радионуклид	$T_{1/2}$, лет	T_b , лет	$T_{эф}$	Равновесие за 50 лет, %
$^{90}_{38}\text{Sr}$	28	50	18	86
$^{226}_{88}\text{Ra}$	1622	45	44	56
$^{230}_{90}\text{Th}$	$8 \cdot 10^4$	200	200	16
$^{239}_{93}\text{Np}$	$2,2 \cdot 10^6$	200	200	16
$^{239}_{94}\text{Pu}$	$2,4 \cdot 10^4$	200	200	16
$^{241}_{95}\text{Am}$	462	200	140	22

Радионуклиды с большим периодом полураспада при попадании внутрь организма обуславливают постоянное облучение организма (даже после прекращения работы с ними) и неуклонное прогрессирование заболевания. При попадании же в организм радионуклидов с коротким периодом полураспада при прекращении контакта с ними на производстве наблюдается улучшение

состояния здоровья пострадавших. Наиболее тяжелые формы повреждений вызывают долгоживущие радионуклиды (радий, торий, уран, плутоний). В зависимости от путей поступления радионуклидов в организм развиваются своеобразные формы лучевой болезни. При поступлении радионуклидов через дыхательные пути в виде пыли, газов, паров часть из них осаждается на слизистой оболочке верхних дыхательных путей, часть в альвеолах легких (частицы размером менее 5 мкм), часть самых тонкодисперсных частиц (размером менее 1 мкм) может непосредственно проникать в общий кровоток, а затем избирательно отлагаться в различных тканях. При попадании радионуклидов через дыхательные пути могут отмечаться различные изменения со стороны легочной ткани в виде пневмосклероза, а при постоянном воздействии пневмосклероз может перейти в рак легких.

При поступлении радионуклидов через желудочно-кишечный тракт дальнейший путь их различен. В зависимости от растворимости соединения, в которое входит радионуклид, он в большей или меньшей степени всасывается через стенки кишечника и попадает в общий кровоток, а часть попавших радионуклидов выводится с калом.

3.4. МЕХАНИЗМ БИОЛОГИЧЕСКОГО ДЕЙСТВИЯ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Знание механизма поражающего действия ионизирующего излучения позволяет найти рациональные методы лечения лучевой болезни, подобрать эффективные противолучевые препараты и разработать универсальные методы защиты от излучений.

В настоящее время существуют две не исключаящие друг друга теории механизма действия ионизирующего излучения на организм – прямого и непрямого (косвенного) действия излучения.

Сущность *теории прямого действия* излучения сводится к тому, что все виды излучения прямо (заряженные частицы) или косвенно (фотонное и нейтронное излучение) вызывают ионизацию и возбуждение атомов клеток живого организма. Сторонники прямого действия не могут объяснить ряд явлений, связанных с облучением организма, например несоответствие между дозой облучения и биологическим эффектом.

Известно, что поглощенная человеком доза в 6 Гр вызывает его смерть. Не значит ли, что поражающее действие объясняется большой величиной поглощенной энергии? Простые вычисления показывают, что поглощение энергии ионизирующего излучения, соответствующей смертельной дозе, повышает температуру человеческого тела не более чем на 0,001 °С. Это парадоксально, так как изменением температуры организма на 0,001 °С нельзя объяснить его смертельный исход. В то же время подсчитано, что при абсолютно летальных дозах из десятка миллионов молекул разрушается одна. Таким образом, непосредственно поражающее действие касается крайне незначительного числа атомов и молекул. К тому же вызываемые биологические изменения крайне невелики.

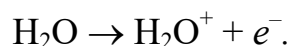
Теория прямого действия ионизирующего излучения не может объяснить устойчивость клетки к излучению при кислородном голодании, так называемый кислородный эффект.

При действии ионизирующего излучения на человека в биологической ткани происходят сложные физические, химические и биологические процессы. Действие ионизирующего излучения на биологическую ткань является, по-видимому, не прямым. Ионизация и возбуждение молекул и атомов живой ткани являются только первым этапом в дальнейшей цепи изменений и реакций.

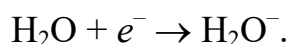
Сущность *теории косвенного действия* ионизирующего излучения сводится к тому, что под действием излучения в организме образуются радикалы и окислители, вступающие в реакцию с молекулами белка, ферментов и других жизненно важных веществ. При этом образуются радиотоксины, нарушающие нормальный цикл биохимических реакций и вызывающие поражающее действие.

Чтобы представить процессы, связанные с образованием радикалов и окислителей, рассмотрим взаимодействие ионизирующего излучения с молекулами воды, так как организм взрослого человека на 75% состоит из воды. Рассмотрим упрощенную схему процесса.

Под действием излучения от молекулы воды отрывается электрон и образуется положительный ион воды:



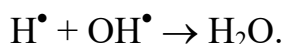
Нейтральная молекула воды захватывает этот электрон и образуется отрицательный ион воды:



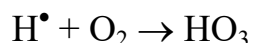
Ионы воды неустойчивы и самопроизвольно распадаются с образованием радикалов $\text{H}^\bullet$ и $\text{OH}^\bullet$:



Свободные радикалы перемещаются в жидкой среде и распространяются по всему организму, при этом часть свободных радикалов рекомбинирует друг с другом:



Кроме того, при наличии свободного кислорода в тканях организма образуется радикал $\text{HO}^\bullet$ по реакции:



Избежавшие рекомбинации свободные радикалы и образовавшиеся окислители взаимодействуют с веществами жидкой среды организма. В результате такого взаимодействия происходит нарушение биохимических процессов в организме или отдельных его тканях, что приводит к изменению биотоков мозга, поражению клеток костного мозга, образованию радиотоксинов, изменению состава крови и т.д.

Согласованная деятельность клеток живой ткани нарушается. При длительном облучении организма постепенно развивается лучевая болезнь. При больших единовременных дозах лучевая болезнь прогрессирующе развивается.

Исследования показали, что при облучении организма его клетки деградируют и погибают, процесс естественного деления клеток нарушается, что приводит к различным структурным изменениям. В некоторых генах, определяющих наследственные свойства организма и его клеток, происходят нарушения, которые (особенно в клетках половых желез) влияют на наследственность. Облучение приводит также к гибели и повреждению соматических клеток. Если такие клетки не погибают, а остаются жизнеспособными, то они становятся, по-видимому, родоначальниками злокачественных клеток.

Если подытожить сказанное, то механизм биологического действия в современном представлении поэтапно можно представить следующей схемой:

- 1) поглощение энергии излучения клетками и тканями организма;
- 2) образование свободных радикалов и окислителей;
- 3) нарушение биохимических процессов;
- 4) нарушение физиологических процессов.

Учитывая восстановительные процессы, происходящие в организме человека, можно с уверенностью констатировать, что вероятность нарушения биохимических и физиологических процессов уменьшается с уменьшением полученной дозы.

Вот почему основной задачей служб дозиметрии и радиационной безопасности является обеспечение полной безопасности работающих, наблюдение за тем, чтобы облучение персонала не превышало установленных предельно допустимых норм. Для этого необходим тщательный контроль радиационной обстановки. Гарантией защиты здоровья работников служат постоянные измерения дозы излучения, систематические медицинские обследования.

3.5. ДОЗИМЕТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ БИОЛОГИЧЕСКОЙ ТКАНИ

Так как основная задача дозиметрии состоит в определении радиационного эффекта при воздействии на организм человека, приведем характеристики "стандартного" тела (70 кг).

Таблица 3.3. Химический состав человеческого организма

Элемент	Масса, кг	Доля от всей массы, %
Кислород, О	45,5	65
Углерод, С	12,6	18
Водород, Н	7	10
Азот, N	2,1	3
Кальций, Са	1,05	1,5
Фосфор, Р	0,7	1

Таблица 3.4. Доли тканей "стандартного" тела

Ткань	Вес, кг	Доля от всей массы, %
Мышечная	30	43
Кожа	2	2,9
Жировая	10	14
Скелет (кости)	7	10
Легкие	1	1,4

В обеих таблицах недостающая доля веса относится к переменному содержанию кишечника и микроэлементам.

Как видим, основу биологической ткани составляют кислород, углерод и водород. Не удивительно, что ее хорошо моделирует вода (особенно мышечную), которая имеет и близкую по величине плотность (табл. 3.5).

Таблица 3.5. Дозиметрические характеристики биологической ткани

Вещество	ρ , кг/м ³	$\phi Z_{эфф}$ (фотоэффект)	$\kappa Z_{эфф}$ (комптон)	Преобладает в диапазоне E_γ , Мэв	
				Фотоэффект	Комптоновское рассеяние
Мышечная ткань	1000	7,42	6,60	<0,06	0,06 – 20
Подкожный жир	910	5,92	5,20	<0,05	0,05 – 20
Костная ткань	1815	13,8	10,0	<0,03	0,03 – 25
Легочная ткань	300	7,4	6,6	<0,10	0,10- 10
Вода (H ₂ O)	1000	7,42	6,60	<0,06	0,06-20

С точки зрения потерь энергии ионизирующего излучения среда описывается двумя характеристиками: плотностью ρ и эффективным атомным номером $Z_{эфф}$. Под эффективным атомным номером сложного вещества понимают атомный номер такого простого вещества, которое на единицу массы поглощает такое же количество энергии данного излучения, что и единица массы сложного вещества. Вообще вследствие различных сечений взаимодействия в зависимости от Z однозначно рассчитать величину $Z_{эфф}$ можно лишь для известного излучения известной энергии и среды с известными свойствами. В табл. приведены значения $\phi Z_{эфф}$ для фотоэффекта и $\kappa Z_{эфф}$ для комптоновского взаимодействия.

Иногда приходится моделировать биологическую ткань, например, с калибровочными целями или для оптимизации лучевой терапии, либо при реконструкции аварийных доз, полученных потерпевшими. Существуют весьма совершенные модели человеческого тела, в некоторых даже динамически моделируются некоторые физиологические функции (деятельность кровеносной системы, дыхание). Однако, можно изготовить и менее дорогостоящие модели – *фантомы*, с помощью которых дозиметрические задачи можно выполнять с достаточно высокой точностью.

По составу фантомы бывают *гомогенными* (однородными) и *гетерогенными*, а по конструкции – *жидкими*, *порошково-сыпучими* и *твёрдыми*. Жидкие фантомы всегда гомогенны. Обычно для их изготовления применяется дистиллированная вода. Разработаны также специальные тканезквивалентная жидкость ТЭЖ (смесь воды – 40% по весу, 30% глицерина ($C_3H_5OH_3$), 7% мочевины (CH_4ON_2), 7% сахарозы ($C_{22}H_{11}O_7$) и 16% этилового спирта (C_2H_5OH)), а для моделирования головного мозга смесь воды, глицерина, этилового и метилового спиртов, сахарозы и растворимых фосфорных солей в определенном соотношении. Такие жидкости облучают в баках необходимых размеров, в различных точках которого размещают дозиметры.

Для приготовления порошково-сыпучих фантомов применяют боргидрид алюминия $Al(BH_4)_3$ с гидрохиноном $C_6H(OH)_2$, крахмал $(C_6H_{10}O_5)_n$, пикриновую кислоту $C_6H_3O_7N_3$ и другие вещества. Удобство в данном случае состоит в том, что облучаемый объем легко изменять, меняя число и расположение пакетов с порошком, между которыми помещаются дозиметры.

Твердые фантомы можно изготовить гомо- и гетерогенными. Для этого удобны многие органические вещества, дозиметрические свойства которых представлены ниже.

Таблица 3.6. Дозиметрические свойства материалов для твердых фантомов

Вещество	ρ , кг/м ³	$\phi Z_{эфф}$	$\kappa Z_{эфф}$
Оргстекло (полиметилметакрилат), $C_4H_5O_2$	1180	6,46	5,83
Полиэтилен, $(CH_2)_n$	930	5,55	5,28
Полистирол	1040–1065	6,18	
Парафин, $C_{30}H_{62}$	952	5,26	
Воск, $C_{40}H_{92}O_2$	970	5,43	
Полиизопрен (каучук)	1010	7,07	6,97
Древесина прессованная	1050	6,45	

Кроме того, для моделирования разных видов ткани разработаны специальные составы. Для мышечной (мягкой) используют сплав парафина (100 весовых частей), MgO (29,06 вес. частей) и $CaCO_3$ (0,94 вес. частей). Вместо жировой ткани чаще всего применяется мыло (жир) $C_{18}H_{35}O_2Na$; легочной – пробка, губка. Костную ткань хорошо имитирует смесь гипса $(CaSO_4)_2 \cdot H_2O$ и 5% серы. При необходимости из названных материалов можно изготовить неплохой гетерогенный фантом человеческого тела. Иногда, если позволяют возможности, для этого заливают скелет, что избавляет от непростой проблемы анатомического воспроизведения костей.

4. ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛЯ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ

4.1. СКАЛЯРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛЯ

4.1.1. Интегральные скалярные характеристики поля

Пусть параллельный пучок излучения направлен по перпендикуляру к поверхности поглощающей и рассеивающей среды. Обозначим буквой Φ число частиц, переносимых излучением через единицу площади за некоторый промежуток времени. Введенная для данных условий опыта величина Φ называется флюенсом (переносом); в этом случае она выражает отнесенное к единице площади число частиц направленного излучения, проходящих через перпендикулярно расположенную по отношению к направлению распространения излучения поверхность.

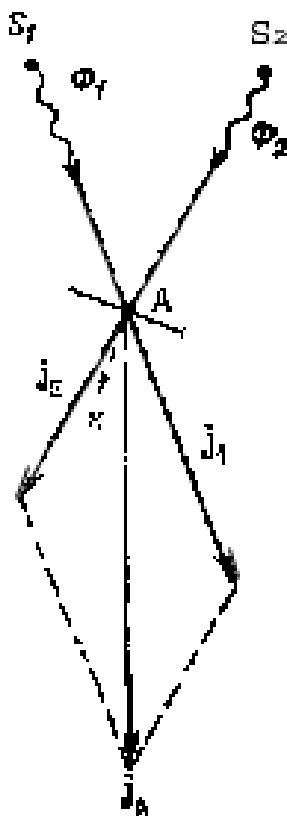


Рис. 4.1. Формирование скалярной и векторной величин в поле излучения двух источников

Рассмотрим теперь два пучка излучения, приходящих в некоторую точку A по двум различным направлениям от источников S_1 и S_2 (рис. 4.2). Результирующий флюенс Φ_A в точке A равен сумме флюенсов Φ_1 и Φ_2 излучений соответствующих источников. Флюенс Φ_1 равен числу частиц, прошедших за время наблюдения через площадку единичной площади, расположенную перпендикулярно направлению S_1A . Чтобы найти флюенс Φ_2 , надо эту площадку повернуть

около точки A так, чтобы она была перпендикулярна направлению S_2A , и измерить прошедшее через нее число частиц за то же время. Результирующий флюенс

$$\Phi_A = \Phi_1 + \Phi_2 \quad (4.1)$$

Такое правило получения результирующего флюенса в некоторой точке пространства применимо для любого числа пучков излучения, приходящих в эту точку по различным направлениям. Таким образом, чтобы определить флюенс частиц от произвольным образом распределенных точечных источников, нужно знать число частиц, проходящих от каждого источника через единичную площадку, центр которой находится в интересующей нас точке пространства; при этом единичная площадка каждый раз должна быть расположена перпендикулярно направлению распространения излучения от источника до данной точки. Представим себе, что единичная площадка имеет форму диска. Легко понять, что контур такой площадки при различных ее ориентациях относительно центра опишет сферу объемом ΔV с радиусом, равным радиусу площадки ΔA (см. рис.4.3); суммарный флюенс частиц от всех источников оказывается равным числу частиц, проникающих в эту сферу. Дадим теперь определение флюенсу частиц в общем случае расположения источников излучения.

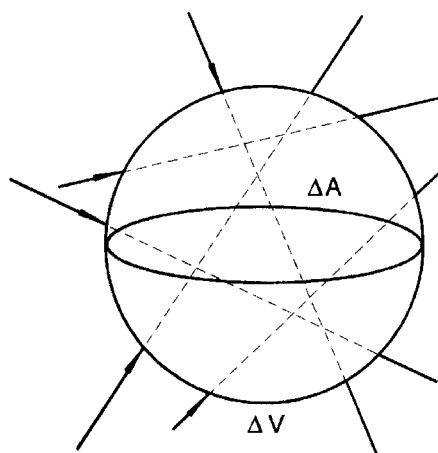


Рис. 4.2. Элементарная сфера, используемая для определения флюенса частиц, приходящих с разных направлений

Флюенс частиц – это отнесенное к площади поперечного сечения элементарной сферы число частиц излучения, проникающего в эту сферу. При практических измерениях под элементарной следует понимать такую сферу, в пределах объема которой характеристики поля излучения можно считать неизменными.

Если за интервал времени dt приращение флюенса частиц равно $d\Phi$, то отношение $d\Phi/dt$ представляет плотность потока частиц.

Плотность потока частиц – это отнесенное к площади поперечного сечения элементарной сферы число частиц излучения, проникающего в единицу времени в объем этой сферы.

Рассмотрим моноэнергетическое излучение с энергией E^2 , плотность потока частиц которого в некоторой точке пространства равна ϕ . Умножив плотность потока частиц на энергию излучения E , получим плотность потока энергии, или интенсивность излучения³:

$$I = \phi E \quad (4.2)$$

Плотность потока энергии, или интенсивность излучения, – это отнесенная к площади поперечного сечения элементарной сферы энергия, переносимая излучением, проникающим в единицу времени в объем этой сферы.

Запишем соотношение между флюенсом частиц Φ за некоторый интервал времени τ , плотностью потока частиц ϕ и интенсивностью моноэнергетического излучения I :

$$\Phi = \int_0^\tau \phi(t) dt = \frac{1}{E} \int_0^\tau I(t) dt. \quad (4.3)$$

В формуле (4.3) предусмотрено, что плотность потока частиц и интенсивность излучения в общем случае зависят от времени.

Рассмотренные характеристики поля излучения можно определить через поток.

Поток ионизирующих частиц F есть отношение числа частиц dN , проникающих через данную поверхность за интервал времени dt , к этому интервалу:

$$F = dN/dt. \quad (4.4)$$

Заметим, что в этом определении не задается геометрическая форма поверхности.

Соответственно поток энергии ионизирующего излучения

$$F_w = dE/dt, \quad (4.5)$$

где dE – суммарная энергия (включая энергию покоя) всех ионизирующих частиц, проникающих через данную поверхность за интервал времени dt .

Если F и F_w – потоки соответственно частиц и энергии через поверхность элементарной сферы с площадью поперечного сечения dS , то они связаны с плотностью потока частиц и интенсивностью излучения следующими соотношениями:

$$\begin{aligned} \phi &= dF / dS; \\ I &= dF_w / dS. \end{aligned} \quad (4.6)$$

Введенные в этом параграфе характеристики поля излучения – флюенс частиц, плотность потока частиц и интенсивность излучения – положительные скалярные величины. В том виде, как эти величины даны здесь, они являются интегральными характеристиками поля и не дают представления об энергетиче-

² Выражение «излучение с энергией E » означает, что энергией E обладают частицы, из которых состоит данное излучение.

³ Термин «интенсивность излучения» не включен в соответствующие ГОСТы, регламентирующие термины и определения в области ионизирующих излучений; однако он получил широкое распространение как удобный синоним термина «плотность потока энергии».

ческом и угловом распределениях излучения. Более детально поле излучения можно описать дифференциальными характеристиками.

4.1.2. Скалярные дифференциальные характеристики поля излучения

Рассмотрим распространение излучения около точки A пространства, определяемой радиусом-вектором $\vec{r}$, в пределах телесного угла $d\Omega$ в направлении единичного вектора $\vec{\omega}$ (здесь и далее условимся выделять векторные величины стрелкой над символом), который задан плоскими углами θ и φ (рис. 4.3).

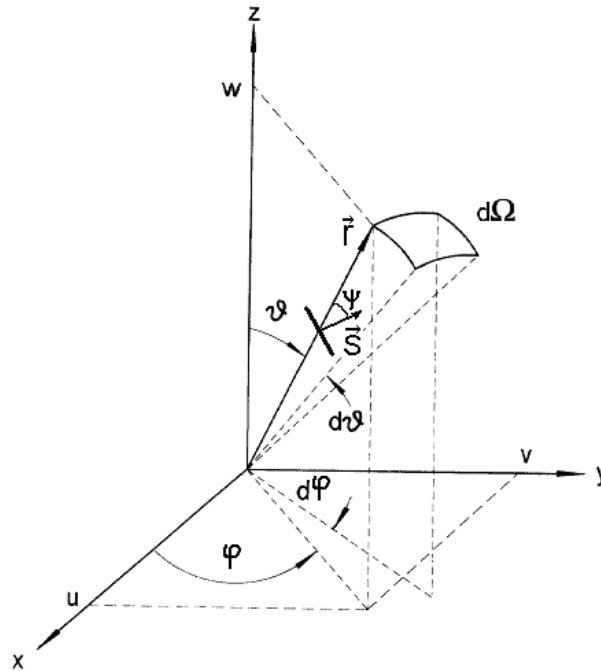


Рис. 4.3. К определению дифференциальных характеристик поля излучения

Пусть $\Phi_i(\vec{r}, E, \theta, \varphi)$ есть число частиц излучения вида i на единицу энергии в пределах от E до $E + dE$, пересекающих единичную площадку, перпендикулярно расположенную к направлению единичного вектора $\vec{\omega}$. Функция $\Phi_i(\vec{r}, E, \theta, \varphi)$ выражает дифференциальное энергетическое и угловое распределение флюенса частиц около точки A пространства. Проинтегрировав эту функцию по углам, получим энергетическое распределение флюенса частиц

$$\Phi(\vec{r}, E) = \iint_{\theta, \varphi} \Phi_i(\vec{r}, E, \theta, \varphi) d\Omega. \quad (4.7)$$

Зная соотношение между флюенсом и плотностью потока частиц, можем записать энергетическое распределение плотности потока

$$\phi(\vec{r}, E) = \iint_{\theta, \varphi} \frac{d\Phi_i(\vec{r}, E, \theta, \varphi)}{dt} d\Omega, \quad (4.8)$$

где t – время.

Формулы (4.7) и (4.8) характеризуют распределение частиц по энергии в данном излучении. Функции $\Phi(\vec{r}, E, t)$ и $\phi(\vec{r}, E)$ представляют собой энергетический спектр излучения. Если эти функции определены не только для фиксированной точки A при определенном значении радиуса-вектора $\vec{r}$, но и для различных точек пространства, так что $\vec{r}$ выступает в качестве независимой переменной, они выражают пространственно-энергетическое распределение излучения. Первоначально введенная функция $\Phi_i(\vec{r}, E, \theta, \varphi)$ в этом случае характеризует пространственное ($\vec{r}$), энергетическое (E) и угловое (θ, φ) распределения излучения.

В дальнейшем будем считать, что точка A фиксирована в пространстве, и исключим радиус-вектор $\vec{r}$ из рассмотрения; опустим также индекс i , полагая, что имеем дело с определенным видом излучения.

Проинтегрировав выражения (4.7) и (4.8) по энергии, получим интегральные величины флюенса Φ и плотности потока частиц ϕ :

$$\Phi = \int_E \Phi(E) dE; \quad (4.9)$$

$$\phi = \int_E \phi(E) dE. \quad (4.10)$$

Дифференциальное энергетическое и угловое распределение интенсивности излучения связано простым соотношением с соответствующим распределением плотности потока частиц:

$$I(E, \theta, \varphi) = \phi(E, \theta, \varphi) E. \quad (4.11)$$

Смысл этой функции определяется тем, что $I(E, \theta, \varphi) d\Omega dE$ есть интенсивность участка спектра излучения в энергетическом интервале $E, E+dE$, распространяющегося в пределах телесного угла $d\Omega$ в направлении $\vec{\omega}$ около точки A . Интегральная величина интенсивности получится интегрированием функции $I(E, \theta, \varphi)$ по всем энергиям и направлениям:

$$I = \iiint_{\theta \varphi E} I(E, \theta, \varphi) d\Omega dE = \iiint_{\theta \varphi E} \phi(E, \theta, \varphi) E d\Omega dE. \quad (4.12)$$

Если ограничиться интегрированием только по направлениям, то получающаяся функция $I(E)$ представляет собой энергетический спектр интенсивности излучения.

Если в формулах (4.11) и (4.12) вместо плотности потока использовать флюенс $\Phi(E, \theta, \varphi)$, то результатом преобразования по этим формулам будет энергетический флюенс Φ_E :

$$\Phi_E = \iiint_{\theta \varphi E} \Phi_E(E, \theta, \varphi) d\Omega dE = \iiint_{\theta \varphi E} \Phi(E, \theta, \varphi) E d\Omega dE \quad (4.13)$$

Φ_E представляет собой отнесенную к площади поперечного сечения элементарной сферы энергию, переносимую излучением, проникающим в эту сферу.

4.2. ВЕКТОРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛЯ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Рассмотренные в предыдущих подразделах величины Φ , ϕ и I характеризуют перенос частиц или энергии через площадку, расположенную перпендикулярно направлению распространения излучения.

Рассмотрим теперь перенос частиц через единичную площадку S , ориентированную под углом ψ к направлению распространения излучения, т.е. к направлению единичного вектора $\vec{\omega}$ (см. рис. 4.3). Ориентация площадки задана единичным вектором $\vec{s}$. Число частиц, обладающих энергией в интервале от E до $E+dE$, распространяющихся в пределах телесного угла $d\Omega$ в направлении $\vec{\omega}$ и пересекающих площадку S , обозначим $J_S(E, \theta, \varphi)dEd\Omega$. Эта величина связана с флюенсом частиц соотношением

$$J_S(E, \theta, \varphi)dEd\Omega = \Phi(E, \theta, \varphi)\cos\psi dEd\Omega. \quad (4.14)$$

Нетрудно увидеть, что $J_S(E, \theta, \varphi)$ из формулы (4.19) есть проекция вектора $\Phi(E, \theta, \varphi)\vec{\omega}$ на направление вектора $\vec{s}$, расположенного нормально к площадке S ; вектор

$$\vec{J}(E, \theta, \varphi)dEd\Omega = \Phi(E, \theta, \varphi)\vec{\omega}dEd\Omega \quad (4.15)$$

будем называть *дифференциальным током частиц* с энергией от E до $E+dE$, распространяющихся в направлении $\vec{\omega}$ в пределах телесного угла $d\Omega$. Теперь можно написать

$$J_S(E, \theta, \varphi)dEd\Omega = \vec{J}(E, \theta, \varphi) \cdot \vec{s} = \Phi(E, \theta, \varphi)(\vec{\omega} \cdot \vec{s}) \quad (4.16)$$

Проинтегрировав функцию $\vec{J}(E, \theta, \varphi)$ по всем энергиям и всем направлениям, получим интегральную величину тока частиц $\vec{J}_A$ излучения за некоторое время в точке A пространства:

$$\vec{J}_A = \iint \vec{J}(E, \theta, \varphi)dEd\Omega = \iint \Phi(E, \theta, \varphi)\vec{\omega}d\Omega dE. \quad (4.17)$$

Ток частиц $\vec{J}_A$ есть интегральная векторная величина, характеризующая поле излучения. Поясним физический смысл величины $\vec{J}_A$ на примере двух направленных пучков излучения. Обратимся снова к рис. 4.2. За некоторое время наблюдения флюенс излучения от источника S_1 в точке A равен Φ_1 , а флюенс от источника S_2 равен Φ_2 . Ток $\vec{J}_1$ от источника S_1 в точке A по абсолютной величине равен флюенсу Φ_1 а по направлению совпадает с направлением распространения излучения; аналогичная ситуация и с излучением источника S_2 :

$$|\vec{J}_1| = \Phi_1; \quad |\vec{J}_2| = \Phi_2. \quad (4.18)$$

Результирующее значение флюенса в точке A равно арифметической сумме Φ_1 и Φ_2 :

$$\Phi_A = \Phi_1 + \Phi_2. \quad (4.19)$$

Результирующий ток в той же точке $\vec{J}_A$ равен геометрической сумме векторов $\vec{J}_1$ и $\vec{J}_2$:

$$\vec{J}_A = \vec{J}_1 + \vec{J}_2. \quad (4.20)$$

Интегральная величина $\vec{J}_A$ в отличие от интегральной величины флюенса Φ_A содержит информацию о направлении распространения излучения. Число частиц, пересекающих единичную площадку, ориентированную в соответствии с направлением единичного вектора $\vec{S}$, определяется скалярным произведением векторов $\vec{J}_A$ и $\vec{S}$:

$$J_S = \vec{J}_A \cdot \vec{S} \quad (4.21)$$

Значение тока частиц J_S в данном случае выражает число пересечений поверхности единичной площадки, заданным образом ориентированной в пространстве, причем весовой вклад в результирующий ток каждой частицы определяется направлением ее движения.

Если в формуле (4.17) вместо флюенса использовать плотность потока частиц $\phi(E, \vec{\omega}, \varphi)$, то можно получить некоторую характеристику поля излучения – плотность тока частиц $\vec{j}_A$:

$$\vec{j}_A = \iint_{E, \vec{\omega}} \phi(E, \theta, \varphi) \vec{\omega} d\Omega dE. \quad (4.22)$$

Помимо тока и плотности тока частиц можно говорить о токе и плотности тока энергии излучения, также являющихся характеристиками поля излучения.

Векторный ток энергии излучения $\vec{J}_E$ определяется формулой

$$\vec{J}_E = \iint_{E, \vec{\omega}} \Phi(E, \theta, \varphi) E \vec{\omega} d\Omega dE. \quad (4.23)$$

Плотность тока энергии $\vec{j}_E$ есть векторный аналог плотности потока энергии, или интенсивности излучения:

$$\vec{j}_E = \iint_{E, \vec{\omega}} \phi(E, \theta, \varphi) E \vec{\omega} d\Omega dE = \int_{\vec{\omega}} I(\theta, \varphi) \vec{\omega} d\Omega. \quad (4.24)$$

Флюенс Φ , плотность потока частиц ϕ , энергетический флюенс Φ_E и интенсивность излучения I называют потоковыми величинами, а соответствующие им векторные аналоги $\vec{J}$, $\vec{j}$, $\vec{J}_E$, $\vec{j}_E$ – токовыми.

Вернемся еще раз к примеру с двумя направленными пучками излучения (см. рис. 4.2). Из сопоставления формул (4.23) – (4.25) следует, что результирующий ток $\vec{J}_A$ по абсолютной величине меньше суммарного флюенса Φ_A в точке A .

Из формулы (4.25) следует также, что для двух противоположно направленных пучков излучения с одинаковым значением флюенса в точке A результирующий ток частиц в этой точке равен нулю.

Эти соотношения являются частным случаем более общего правила. Для направленного излучения векторная токовая величина в направлении распространения излучения по абсолютному значению равна соответствующей скалярной потоковой величине. Во всех остальных случаях абсолютное значение токовой величины меньше соответствующей потоковой величины. Для изотропного поля излучения каждой частице, летящей в некотором направлении,

можно противопоставить другую, летящую в противоположном направлении. Это приводит к тому, что для изотропного поля излучения ток (плотность тока) частиц равен нулю.

4.3. ПОВЕДЕНИЕ ТОКОВЫХ И ПОТОКОВЫЕ ВЕЛИЧИН В РАССЕИВАЮЩЕЙ И ПОГЛОЩАЮЩЕЙ СРЕДАХ

Рассмотрим идеальный случай прохождения направленного излучения через рассеивающую непоглощающую среду. Пусть в результате прохождения через плоский рассеиватель все частицы излучения отклонились на угол ψ по отношению к первоначальному направлению движения (рис. 4.4). Для определенности будем иметь дело с энергетическим флюенсом Φ_E (потокосная величина) и током энергии $\vec{J}_E$. До рассеивателя эти две величины по абсолютному значению равны между собой, поскольку речь идет о направленном излучении. Пусть J_s – количество энергии, переносимое через единицу площади передней поверхности рассеивателя; поскольку поглощения излучения нет, такое же количество энергии пройдет через заднюю поверхность. J_s есть проекция тока $\vec{J}_E$ на направление нормали к площадке, перпендикулярно расположенной к направлению начального распространения излучения. Следовательно, рассеиватель не изменил количество энергии, переносимое через фиксированную в пространстве площадку. Значение флюенса после рассеивателя Φ_{E2} связано со значением флюенса до рассеивателя Φ_{E1} соотношением

$$\Phi_{E2} = \Phi_{E1} / \cos \psi \quad (4.25)$$

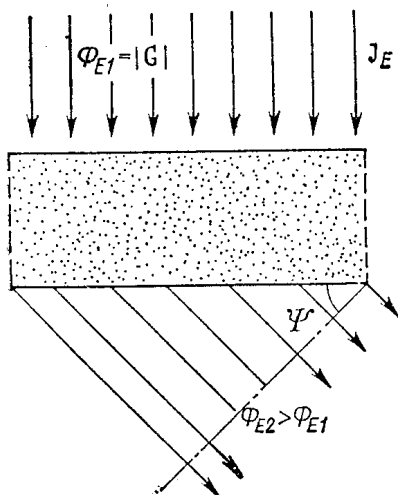


Рис.4.4. Изменение характеристик поля в рассеивающей среде

Таким образом, потоковая величина возросла в результате процесса рассеяния. Угол рассеивания нами выбран произвольно, поэтому подобные рассуждения можно провести по отношению к любым направлениям рассеянного излучения, и мы вправе заключить, что в самом общем случае *рассеяние излучения в среде приводит к возрастанию потоковых величин*. В приведенном

примере вектор тока $\vec{J}_E$ изменил направление и тоже возрос по абсолютной величине в том же соотношении, как и флюенс; это произошло потому, что в нашем случае рассеянное излучение принято направленным, а мы совмещаем направление вектора тока с направлением распространения излучения как до рассеивателя, так и после него. Абсолютная величина тока через площадку, ориентированную параллельно передней поверхности рассеивателя, в данном примере остается постоянной. В реальной ситуации рассеяние частиц происходит под различными углами, и результирующий ток $\vec{J}_E$ есть геометрическая сумма его составляющих в различных направлениях, в то время как потоковая величина есть арифметическая сумма ее составляющих. *Это приводит к тому, что процесс рассеяния в общем случае уменьшает абсолютное значение токовых величин по сравнению с соответствующими потоковыми величинами.*

Поглощение излучения приводит к уменьшению как токовых, так и потоковых величин. Таким образом, в реальной среде, где происходит поглощение и рассеяние излучения, поведение токовых и потоковых величин определяется следующими закономерностями.

Поглощение излучения уменьшает и те, и другие величины. Рассеяние приводит к возрастанию потоковых величин; токовые величины в результате рассеяния излучения могут как уменьшаться, так и возрастать, однако *отношение токовой величины к соответствующей потоковой уменьшается при наличии рассеяния.*

Рассмотрим теперь поведение токовых и потоковых величин на границе раздела вакуума и рассеивающе-поглощающей среды на примере фотонного излучения с энергией несколько мегалектрон-вольт. Пусть параллельный пучок фотонов распространяется в вакууме и на некотором расстоянии от источника входит в поглощающую среду (рис 4.5). Если бы среды не было, характеристики поля излучения во всем пространстве оставались бы неизменными. Для примера сопоставим плотность потока ϕ и плотность тока $\vec{j}$ частиц. Для направленного излучения в вакууме эти величины постоянны и их абсолютные значения равны (пунктир на рисунке). При наличии среды ситуация изменяется. В результате взаимодействия излучения с веществом возникают рассеянные фотоны, летящие в различных направлениях (в том числе и назад), а также заряженные частицы (электроны). Обратное рассеяние приводит к тому, что плотность потока фотонов ϕ_γ по мере приближения от источника к поверхности среды возрастает; в самой среде происходит поглощение фотонов и плотность потока с увеличением глубины x падает.

Плотность тока фотонов $\vec{j}_\gamma$ у поверхности среды со стороны источника вследствие обратного рассеяния уменьшается; это происходит потому, что составляющая тока обратного рассеянных фотонов имеет противоположный знак по отношению к составляющей тока первичного излучения. В среде происходит дальнейшее уменьшение плотности тока в результате поглощения излучения.

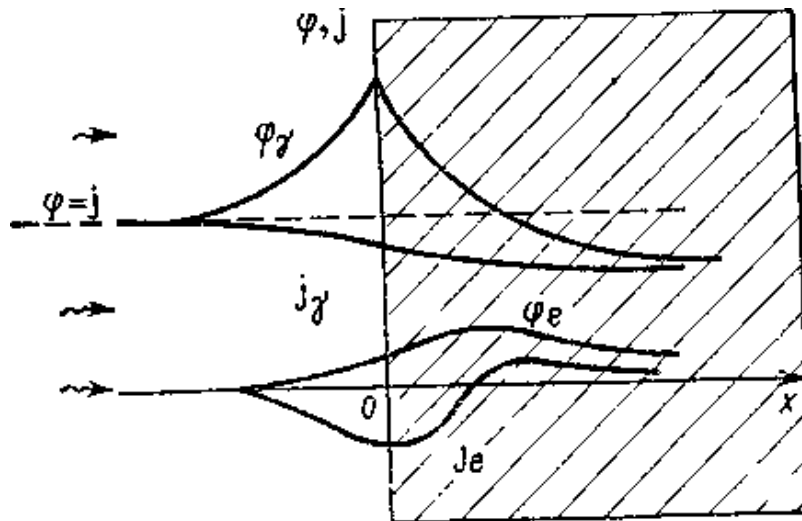


Рис. 4.5. Влияние границы раздела сред на токовые и потоковые величины

Возникающим электронам можно приписать свои плотность потока ϕ_e и плотность тока $\vec{j}_e$. В данном примере направленного излучения электроны имеют преимущественное направление распространения вперед; возникшие электроны сами испытывают рассеяние и поглощение в среде. Плотность потока электронов ϕ_e , вылетающих с поверхности среды назад в переднее полупространство, быстро падает по направлению к источнику излучения. То же происходит с плотностью тока $\vec{j}_e$, которая имеет отрицательное значение по отношению к направлению движения первичных фотонов. В среде плотность тока изменяет знак, поскольку преимущественное направление движения электронов совпадает с направлением распространения первичного излучения. Положение максимумов определяется значимостью взаимно конкурирующих процессов.

4.4. ТЕОРЕМА ФАНО

Фано показал, что в изотропном поле фотонного излучения (характеристики поля одинаковы во всех точках пространства) поток вторичного излучения (электроны) в среде неизменного атомного состава также изотропен и не зависит от плотности среды и изменения плотности от точки к точке. Качественно это можно понять из следующего. Пусть в однородной по плотности и составу среде поток электронов с некоторой фиксированной энергией через данную площадку S равен F_e . Эту площадку смогут пересечь лишь те электроны, которые освобождены первичным излучением в пределах слоя вещества толщиной, равной пробегу электронов R (рис. 4.6). Условно примем, что все электроны летят по направлению нормали к площадке S .

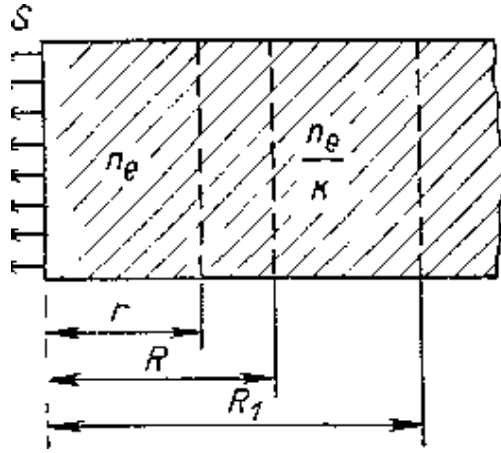


Рис. 4.6. Иллюстрация к теореме Фано

Пусть n_e — число электронов, освобожденных в единице объема среды. Тогда

$$F_e = S \int_0^R n_e dx = S n_e R. \quad (4.26)$$

Уменьшим плотность среды, начиная с некоторого расстояния $r < R$ и далее, в k раз. Теперь в слое толщиной r в единице объема по-прежнему освобождается n_e электронов, а в следующем слое с меньшей плотностью вещества образуется n_e/k электронов. Изменение плотности среды приводит к изменению пробега электронов. Обозначим R_1 толщину примыкающего к площадке S слоя, равного пробегу электронов в этих измененных условиях. Полагая, что пробег частиц обратно пропорционален плотности, напишем: $R_1 = r + (R - r)k$. Число электронов, пересекающих площадку после изменения плотности,

$$F_{e1} = S \left[\int_0^r n_e dx + \frac{1}{k} \int_r^{R_1} n_e dx \right]. \quad (4.27)$$

Подставив значение R_1 в формулу (4.31), получим после интегрирования $F_{e1} = S n_e R = F_e$, т.е. поток электронов не изменился.

Рассуждая аналогичным образом в случае электронов, имеющих другие энергии и направления движения, можно показать, что теорема Фано выполняется для любого излучения и в среде, плотность которой изменяется от точки к точке. Если мощность источника пропорциональна локальной плотности среды, флюенс электронов в однородной по составу безграничной среде не зависит от плотности среды от точки к точке.

Если среда находится в изотропном поле фотонного ионизирующего излучения (все характеристики поля не зависят от координат), с точностью до эффекта плотности число электронов, возникающих в каждом элементе объема, пропорционально плотности среды. Таким образом, создаются условия, при которых поле электронного излучения изотропно, что и утверждается теоремой Фано.

Заметим, что теорема применима к любому виду первичного излучения, взаимодействие которого со средой приводит к возникновению вторичного излучения.

5. ДОЗИМЕТРИЧЕСКИЕ ВЕЛИЧИНЫ

5.1. ПОГЛОЩЁННАЯ ЭНЕРГИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ

Как уже отмечалось, поглощение энергии ионизирующего излучения – первичный процесс, дающий начало физико-химическим преобразованиям в облучаемом веществе, которые приводят к наблюдаемому радиационному эффекту. Поэтому представляется естественным сопоставить наблюдаемый радиационный эффект с количеством поглощенной энергии. Рассмотрим детальнее понятие «поглощенная энергия» и его количественное выражение.

Ионизирующее излучение, взаимодействуя с веществом, передает ему свою энергию малыми, но конечными порциями. Переданная энергия реализуется в процессах ионизации, возбуждения, упругих столкновений; часть энергии идет на увеличение массы покоя облучаемого вещества. Статистическая природа излучения, вероятностный характер взаимодействия излучения с веществом приводят к тому, что переданная некоторому объему вещества энергия излучения есть величина стохастическая; это означает, что в одном и том же поле излучения в пределах одного и того же объема вещества за одинаковые интервалы времени наблюдения переданная энергия выступает как случайная величина, характеризующаяся своим законом распределения и средним значением. Говоря о переданной энергии, мы имеем в виду энергию, которая передается в первичных актах взаимодействия излучения с веществом рассматриваемого объема. Не вся переданная энергия обязательно расходуется в пределах данного объема. Только та энергия, которая остается в рассматриваемом объеме, составляет поглощенную энергию излучения.

Как и переданная энергия, поглощенная энергия есть величина стохастическая. При достаточно большом числе актов взаимодействия излучения с веществом отклонения поглощенной энергии от среднего значения могут быть столь малыми, что ими правомерно пренебречь. В обычной дозиметрии (макродозиметрии) пренебрегают флуктуациями поглощенной энергии, оперируя средним значением как нестохастической величиной.

Выделим некоторый объем вещества в среде, находящейся в поле ионизирующего излучения. Рассмотрим самый общий случай, когда поле формируется внешними источниками косвенно и непосредственно ионизирующих частиц, а также внутренними источниками, находящимися в пределах данного объема (например, инкорпорированными радионуклидами).

Обозначим $\Sigma \varepsilon_1$ сумму кинетической энергии всех непосредственно и косвенно ионизирующих частиц, которые вошли в этот объем, $\Sigma \varepsilon_2$ – сумму кинетической энергии всех частиц, которые покинули этот объем; внутри данного объема возможны ядерные превращения элементарных частиц; при подобных превращениях возможны как выделение, так и затрата энергии. Суммарную выделившуюся энергию при этих превращениях обозначим ΣQ_1 , а суммарную

затраченную на эти превращения энергию $-\Sigma Q_2$. Тогда поглощенная энергия излучения

$$\Delta E = \Sigma \varepsilon_1 - \Sigma \varepsilon_2 + \Sigma Q_1 - \Sigma Q_2. \quad (5.1)$$

Заметим, что $\Sigma \varepsilon_1$ и $\Sigma \varepsilon_2$ не включают в себя энергию массы покоя частиц; ΣQ_2 включает энергию, идущую на увеличение массы покоя вещества, заключенного в рассматриваемом объеме.

Знак суммы в формуле (5.1) подчеркивает дискретный характер переноса, выделения и затраты энергии (отдельными частицами в отдельных актах превращений). Мы, однако, условимся рассматривать большое число событий, чтобы оперировать со средними значениями, которые предполагаем непрерывными. Разность $(\Sigma \varepsilon_1 - \Sigma \varepsilon_2)$ представляет собой чистый приток энергии внутрь рассматриваемого объема через его поверхность.

Обратимся теперь к векторной характеристике поля излучения – току энергии $\vec{J}_E$. Пусть $d\vec{S}$ – векторный элемент площади замкнутой поверхности; направление вектора $d\vec{S}$ совпадает с перпендикуляром к элементарной площадке от поверхности во внешнюю сторону. Скалярное произведение $\vec{J}_E \cdot d\vec{S}$ дает чистый результирующий ток энергии в направлении вектора $d\vec{S}$. Заметим, что $\vec{J}_E$ учитывает все без исключения частицы излучения, проходящие через площадку $d\vec{S}$ в различных направлениях. Интегрирование по всей замкнутой поверхности, охватывающей рассматриваемый объем, дает результирующую величину тока энергии из данного объема во внешнее пространство. Интеграл с обратным знаком дает результирующий приток энергии внутрь данного объема, т.е.

$$\Sigma \varepsilon_1 - \Sigma \varepsilon_2 = -\oint_S \vec{J}_E \cdot d\vec{S} \quad (5.2)$$

Пусть далее E – общая кинетическая энергия частиц от источников, находящихся внутри данного объема, на единицу массы заключенного в этом объеме вещества; Q – общая энергия излучения, затраченная на ядерные превращения и увеличение массы покоя вещества внутри данного объема, на единицу массы заключенного в этом объеме вещества. Тогда

$$\Sigma \varepsilon_1 - \Sigma \varepsilon_2 = \iiint_V (E - Q) \rho dV, \quad (5.3)$$

где ρ – плотность облучаемого вещества, а интегрирование производится по всему рассматриваемому объему.

Сопоставляя полученные формулы, можем написать следующее выражение для поглощенной энергии излучения в данном объеме:

$$\Delta E = \iiint_V (E - Q) \rho dV - \oint_S \vec{J}_E \cdot d\vec{S}, \quad (5.4)$$

Рассмотрим теперь некоторые частные случаи. Прежде всего пренебрежем величиной Q , что вполне допустимо во многих практических ситуациях. Допустим далее, что поле излучения создается равномерно распределенными по всему пространству радионуклидами и что других источников нет; в этом случае внутри среды, где расположен избранный нами объем, поле излучения

изотропно и однородно, т.е. характеристики поля не изменяются от точки к точке. Тогда результирующий ток энергии через замкнутую поверхность равен нулю, т.е. нулю равен второй член правой части формулы (5.3), и поглощенная энергия в данном объеме

$$\Delta E = \iiint_V E \rho dV = Em, \quad (5.5)$$

где E – энергия частиц, испускаемых радионуклидами в единице массы вещества; m – масса вещества, заключенного в данном объеме. Итак, поглощенная энергия в этом частном случае равномерного распределения нуклидов равна выделяющейся (испускаемой) энергии в том же самом объеме.

Теперь предположим, что в рассматриваемом объеме поле создается исключительно внешними источниками, т.е. положим $E = 0$. Тогда поглощенная энергия в веществе массой m , заключенном в этом объеме, равна

$$\Delta E = \oiint_S \vec{J}_E d\vec{S}. \quad (5.6)$$

При наличии излучения поглощенная энергия не может быть равна нулю, а это равносильно утверждению, что поле не изотропно (неоднородно). Мы нарушили изотропию (однородность) поля тем, что убрали источники из рассматриваемого объема; однако если мы создадим вакуум в рассматриваемом объеме, то поглощенная энергия будет равна нулю, так как нет взаимодействия, и результирующий ток энергии через замкнутую поверхность будет равен нулю. В вакууме всегда

$$\oiint_S \vec{J}_E d\vec{S} = 0. \quad (5.7)$$

5.2. ЛИНЕЙНАЯ ПЕРЕДАЧА ЭНЕРГИИ

Линейная передача энергии (ЛПЭ) заряженных частиц в среде L_Δ определяется отношением

$$L_\Delta = (dE/dl)_\Delta, \quad (5.8)$$

где dE – средние энергетические потери, обусловленные такими столкновениями на пути dl , при которых переданная энергия меньше заданного значения Δ .

При прохождении заряженной частицы через вещество она теряет свою энергию в актах упругих и неупругих взаимодействий. В результате часть энергии частицы расходуется на ионизацию и возбуждение атомов среды, а часть – на тормозное излучение. В актах ионизации передается энергия, достаточная для того, чтобы один или несколько орбитальных электронов в атоме покинули его, приобретя некоторую кинетическую энергию. Полезно выделить две различные ситуации: а) освобожденные в результате ионизации, электроны обладают столь малой кинетической энергией, что не способны сами произвести ионизацию; б) освобожденные электроны обладают энергией, достаточной для дальнейшей ионизации среды; некоторые из этих электронов могут получить столь большую начальную кинетическую энергию, что способны образовать

самостоятельные треки; такие электроны называются δ -частицами. Электроны группы б) могут, однако, обладать такой энергией, которая достаточна лишь для создания всего нескольких пар ионов; в этом случае трудно говорить о самостоятельном треке и правильнее говорить о сгустках небольшого числа ионов, так называемых кластерах. Различие между кластерами и четко выраженными самостоятельными треками δ -частиц в значительной степени условно.

Пороговую энергию Δ , входящую в формулу (5.8), обычно относят к энергии δ -электронов. Если в акте столкновения первичная заряженная частица образует δ -электрон с энергией больше Δ , то эту энергию не включают в значение dE , а δ -электроны с энергией больше Δ рассматривают как самостоятельные первичные частицы. Значение Δ как свободного параметра зависит от конкретных условий. Максимальная энергия δ -частиц составляет долю энергии первичной частицы, приближенно равную $4m_em/(m_e + m)^2$, где m – масса первичной заряженной частицы, m_e – масса электрона. Такая оценка справедлива для тяжелых заряженных частиц. Если в качестве первичной частицы выступает электрон, максимальная энергия δ -частиц может составлять лишь половину его кинетической энергии в момент столкновения.

Понятие ЛПЭ, определяемое формулой (5.8), отличается от понятия тормозной способности вещества. Поясним эти различия при более детальном рассмотрении формирования среднего значения энергетических потерь dE .

Пусть параллельный пучок моноэнергетических заряженных частиц одного вида с энергией E падает перпендикулярно на плоский поглотитель (рис 5.1). Выделим в этом поглотителе слой Δl , достаточно тонкий, чтобы можно было пренебречь многократным рассеянием. Произвольно выбранная частица, взаимодействуя с веществом поглотителя в некоторой точке A , теряет энергию ΔE и, отклонившись на угол θ , выходит из слоя с энергией $E' = E - \Delta E$.

Потерянная энергия ΔE в зависимости от вида процесса взаимодействия может быть преобразована различными путями. Классифицируем возможные компоненты потерянной энергии следующим образом:

ΔE_A – энергия, локализованная непосредственно в месте взаимодействия около точки A ;

ΔE_q – энергия, преобразованная в кинетическую энергию вторичных заряженных частиц, причем $E_q \leq \Delta$, где Δ – заданная пороговая энергия;

ΔE_Q – энергия, преобразованная в кинетическую энергию вторичных заряженных частиц, причем $E_Q > \Delta$;

ΔE_γ – энергия, преобразованная в энергию фотонов.

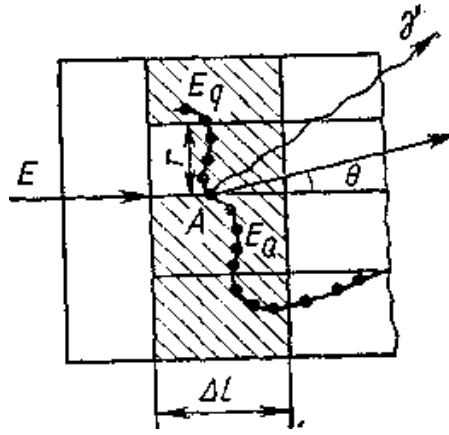


Рис. 5.1. Графическое пояснение к определению ЛПЭ

В силу случайного характера процессов взаимодействия излучения с веществом потерянная энергия ΔE и ее распределение по этим составляющим оказываются различными для каждой первичной частицы, входящей в состав рассматриваемого моноэнергетического пучка.

Пусть $\sum_{i=1}^n \Delta E_i$ — сумма всех энергий, представляющих компоненты ΔE_A , ΔE_q , ΔE_γ и ΔE_γ при прохождении через поглотитель n первичных частиц. Тогда среднее значение потерянной энергии $\Delta \bar{E}$ в слое Δl для частицы с кинетической энергией E будет равно

$$\Delta E = \sum_{i=1}^n \frac{\Delta E_i}{n}. \quad (5.9)$$

Линейная тормозная способность поглотителя dE/dl теперь определится как

$$\frac{dE}{dl} = (\Delta \bar{E} / \Delta l).^4 \quad (5.10)$$

Запишем теперь выражение для ЛПЭ с пороговой энергией Δ :

$$L_\Delta = \lim_{\Delta l \rightarrow 0} (\Delta \bar{E}_\Delta / \Delta l) = (dE/dl)_\Delta, \quad (5.11)$$

где $\Delta \bar{E}_\Delta$ включает лишь компоненты потерянной энергии ΔE_A и ΔE_q .

Таким образом, ЛПЭ не включает энергию, преобразованную в энергию фотонов (радиационные потери), и при заданном значении пороговой энергии Δ не включает кинетическую энергию таких вторичных частиц, для которых эта энергия больше Δ .

Если пороговая энергия не ограничена, то ЛПЭ включает энергию всех δ -электронов. Соответствующее значение ЛПЭ обозначают L_∞ или просто L . В частном случае, когда радиационными потерями можно пренебречь, L_∞ совпадает с тормозной способностью.

Вместо пороговой энергии Δ можно задать максимальное расстояние от трека частицы r , в пределах которого депонированная энергия дает вклад в dE при определении ЛПЭ. Соответствующее значение ЛПЭ обозначается L_r . L_r

⁴ Обычно тормозная способность записывается со знаком «—» (минус), что соответствует уменьшению энергии с увеличением пройденного частицей пути. Мы будем считать dE/dl положительной величиной.

представляет часть энергии общих энергетических потерь dE/dl , которая фактически поглощена на единице пути частицы в пределах радиуса r от оси трека. Заметим, что в фактически поглощенную энергию в этом случае входит и та энергия, которая принесена δ -электронами, возникшими за пределами рассматриваемого цилиндрического объема.

Линейная передача энергии зависит от кинетической энергии заряженной частицы. Энергия частицы изменяется по мере проникновения ее в глубь вещества; изменяется и значение ЛПЭ. Длина трека частицы однозначно связана с ее энергией, поэтому ЛПЭ можно сопоставить как с кинетической энергией, так и с длиной трека ионизирующих частиц. Если выделить некоторый объем среды, находящейся в поле ионизирующего излучения, то в этот объем будут входить частицы с различными значениями ЛПЭ в зависимости от того, какая часть трека частицы укладывается в этом объеме. Следовательно, можно говорить о распределении длины треков по ЛПЭ.

5.3. ПОГЛОЩЕННАЯ ДОЗА

Основной физической величиной, принятой в дозиметрии для оценки меры действия ионизирующего излучения, является поглощенная доза, или просто доза излучения. *Доза излучения – это рассчитанная на единицу массы облученного вещества поглощенная энергия излучения.* Если в элементе объема, содержащем массу вещества dm , средняя поглощенная энергия равна $d\bar{E}$, доза излучения D определяется формулой

$$D = \frac{d\bar{E}}{dm}. \quad (5.12)$$

Говоря о среднем значении поглощенной энергии, мы подчеркиваем макроскопический характер применяемых здесь величин.

В определение поглощенной дозы входит понятие средней энергии, переданной веществу в определенном объеме. Такой способ определения не является случайным. Хотя понятие поглощенной дозы было сформулировано МКРЕ в 1962 г. и впервые введено в СССР в ГОСТ 8848–63 «Единицы радиоактивности и ионизирующих излучений», необходимую строгость определение этой величины через среднюю переданную энергию получило в докладе МКРЕ № 19, вышедшем в 1971 г. [14].

МКРЕ предложила классифицировать дозиметрические величины и величины, характеризующие поле излучения, на стохастические (случайные), которые подвержены флуктуациям из-за дискретного характера поля излучения и передачи энергии веществу, и нестохастические. Прежде чем определить поглощенную дозу как величину нестохастическую, дается определение стохастической величины переданной энергии E в некотором объеме вещества, выделенном вокруг точки, значение поглощенной дозы в которой необходимо определить. Величина E подвержена флуктуациям. Ее значение нельзя заранее предсказать. Однако, проводя повторные измерения, можно получить функцию распределения $f(E)$, представляющую собой плотность вероятности для наблюдаемой величины E . Среднее значение этой величины, определяемое как

$$\bar{E} = \int_0^{\infty} E f(E) dE$$

является уже величиной нестохастической, так же как и поглощенная доза, определенная через эту величину (5.18). В таком определении D является непрерывной и дифференцируемой функцией пространства и времени. Если поле излучения неоднородно в пространстве, то можно вывести предельное значение этой величины для бесконечно малой массы, отнеся значение D к точке объекта, что будет показано ниже.

Слово «доза» означает некоторое количество чего-либо (от греческого δόσις). Понятие «доза» допускает два толкования:

1) доза – это некоторое количество чего-либо независимо от того, предназначено это количество для передачи чему-либо (кому-либо) или нет;

2) доза – это количество чего-либо, предназначенное для передачи или переданное чему-либо (кому-либо). Неоднозначность в толковании понятия «доза» приводит к различному пониманию «дозы излучения». В соответствии с первой трактовкой доза излучения является количественной характеристикой (мерой) излучения; в соответствии со второй трактовкой – количественной характеристикой (мерой) результата взаимодействия излучения с веществом. Данное выше определение дозы излучения соответствует именно этому, второму толкованию понятия «доза».

Рассмотрим некоторый объем V , в пределах которого заключена масса вещества Δm . Пусть за некоторое время облучения поглощенная энергия излучения в этом объеме равна ΔE . Поглощенная энергия, рассчитанная на единицу массы, составит $\Delta E / \Delta m$. Если изменением характеристик поля излучения от точки к точке в пределах объема V можно пренебречь, то доза будет равна

$$D = \Delta E / \Delta m. \quad (5.13)$$

Это значение дозы может быть приписано любой точке в пределах объема V . Однако если рассматриваемый объем достаточно велик и в его пределах заметно изменяются характеристики поля излучения, то доза будет изменяться от точки к точке. Под дозой излучения в данной точке следует понимать дозу в бесконечно малом объеме, внутри которого находится рассматриваемая точка. В этом смысле дифференциальная форма представления дозы (5.12) определяет ее значение в точке, которая может быть задана координатами x, y, z , так что поглощенная энергия в рассматриваемом объеме

$$\Delta E = \iiint_V D(x, y, z) dV. \quad (5.14)$$

Считая, что рассматриваемый объем достаточно мал, воспользуемся формулой (5.13). Подставляя в нее поглощенную энергию, определяемую формулой (5.4), получаем

$$D = \frac{\iiint_V (E - Q) \rho dV - \iint_S \vec{J}_E d\vec{S}}{\iiint_V \rho dV}, \quad (5.15)$$

где ρ – плотность вещества, которая в общем случае зависит от координат. Тройной интеграл в знаменателе равен массе вещества Δm , заключенного в объеме V .

Воспользовавшись теоремой Остроградского-Гаусса, преобразуем формулу (5.15) к следующему виду:

$$D = \frac{\iiint_V \left(E - Q - \frac{1}{\rho} \nabla \bar{J}_E \right) \rho dV}{\iiint_V \rho dV}. \quad (5.16)$$

Напомним, что в векторном анализе величина $\nabla \bar{J}_E$ (дивергенция вектора $\bar{J}_E$) есть скалярное произведение вектора набла $\nabla = \frac{\partial}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial}{\partial z} \vec{k}$ на вектор $\bar{J}_E$.

Эта величина характеризует «силу» источника $\bar{J}_E$

$$\nabla \bar{J}_E = \frac{\partial \bar{J}_E}{\partial x} + \frac{\partial \bar{J}_E}{\partial y} + \frac{\partial \bar{J}_E}{\partial z}.$$

Пренебрегая изменением значений используемых величин в пределах рассматриваемого объема V вследствие его малости, получаем следующее выражение для дозы излучения:

$$D = E - Q - \frac{1}{\rho} \nabla \bar{J}_E. \quad (5.17)$$

Здесь E – кинетическая энергия частиц, испускаемых источниками, находящимися внутри данного объема, в расчете на единицу массы вещества; Q – энергия, эквивалентная вызванному излучением увеличению массы покоя вещества в пределах данного объема, рассчитанному на единицу массы; $\bar{J}_E$ – вектор тока энергии излучения, зависящий от координат.

5.4. КЕРМА

Рассмотрим теперь формирование дозы в пределах данного объема в поле косвенно ионизирующего излучения. Для определенности будем рассматривать фотонное излучение, например γ -излучение. В результате взаимодействия γ -квантов с веществом возникают электроны, составляющие заряженную компоненту поля излучения. Для любого элемента объема в среде можно составить энергетический баланс, обусловленный потоком заряженных (электронов) и незаряженных (γ -квантов) частиц отдельно.

Для незаряженных частиц энергетический баланс определяется уравнением

$$-\frac{1}{\rho} \nabla \bar{J}_{E_\gamma} + E_\gamma + B - K - Q_\gamma = 0, \quad (5.18)$$

где B – энергия незаряженных частиц, освобожденных заряженными частицами, на единицу массы среды; K – энергия заряженных частиц, освобожденных незаряженными частицами, на единицу массы среды.

Заметим, что незаряженные частицы не вносят непосредственно вклада в поглощенную энергию, поэтому алгебраическая сумма членов формулы (5.18) равна нулю. Соответственно для заряженных частиц

$$-\frac{1}{\rho} \nabla \vec{J}_{E_e} + E_e + B - K - Q_e = D, \quad (5.19)$$

Доза D целиком определяется поглощением энергии при взаимодействии заряженных частиц с веществом. Применительно к нашему случаю фотонного излучения K есть суммарная кинетическая энергия электронов, возникающих в единице массы вещества в результате фотоэффекта, комптон-эффекта и эффекта образования пар; B – энергия тормозного излучения, возникающего при торможении электронов (также в расчете на единицу массы вещества). Как уже отмечалось, практически всегда $Q_\gamma = Q_e = 0$. Пусть в пределах рассматриваемого объема отсутствуют источники излучений – распространенный случай облучения только внешними источниками; тогда $E_\gamma - E_e = 0$. Из уравнений (5.18) и (5.19) можно теперь написать

$$K = -\frac{1}{\rho} \nabla \vec{J}_{E_\gamma} + B; \quad (5.20)$$

$$D = K - \frac{1}{\rho} \nabla \vec{J}_{E_e} - B. \quad (5.21)$$

Отметим разницу в физическом смысле величин D и K . Доза D характеризует фактически поглощенную энергию в некотором объеме вещества как за счет тех заряженных частиц, которые образовались в пределах этого объема в результате взаимодействия первичного косвенно ионизирующего излучения с веществом, так и за счет заряженных частиц, пришедших извне. Величина K , характеризует энергию, переданную косвенно ионизирующим излучением заряженным ионизирующим частицам в пределах рассматриваемого объема. В дозиметрии величина K имеет специальное название керма⁵. *Керма равна сумме кинетической энергии всех заряженных частиц, освобожденных косвенно ионизирующим излучением в единице массы облучаемого вещества.*

Доза излучения зависит от времени облучения; с течением времени доза накапливается. Изменение дозы в единицу времени называется мощностью дозы. Мощность дозы

$$\dot{D} = dD/dt, \quad (5.22)$$

где dD – изменение дозы за время dt .

Мощность дозы в общем случае является функцией времени – $\dot{D}(t)$. Если эта функция известна, дозу за некоторый интервал времени от t_1 до t_2 можно определить по формуле

$$D = \int_{t_1}^{t_2} \dot{D}(t) dt. \quad (5.23)$$

Если мощность дозы постоянна во времени, то

$$D = (t_2 - t_1) \dot{D}. \quad (5.24)$$

⁵ От английского kerma — сокращенная форма выражения kinetic energy released in material.

Аналогично можно говорить о мощности кермы, связь которой с кермой определяется этими же формулами.

Керма и мощность кермы (в дополнение к ранее рассмотренным) являются удобными характеристиками поля косвенно-ионизирующего излучения в данной среде. В дальнейшем мы подробнее рассмотрим значение кермы для фотонного и нейтронного излучений и ее соотношение с дозой.

Доза заряженных моноэнергетических частиц, ЛПЭ которых равна L_m , определяется формулой

$$D = \Phi L_m, \quad (5.25)$$

где Φ – флюенс частиц, а L_m выражено в массовых единицах. Для немонотонного излучения со спектром $\Phi(E)$ доза равна

$$D = \int_0^{\infty} \Phi(E) L_m(E) dE \quad (5.26)$$

где $\Phi(E)dE$ – флюенс частиц в энергетическом интервале от E до $E+dE$.

Подынтегральная функция в формуле (5.26) представляет собой распределение дозы по энергии частиц

$$D(E) = \Phi(E) L_m(E), \quad (5.27)$$

где $D(E)dE$ – часть дозы, обусловленная частицами, кинетическая энергия которых находится в интервале от E до $E+dE$. Таким образом, $D(E)$ есть энергетический ненормированный спектр дозы.

Установленная в СИ единица дозы ионизирующего излучения (поглощенная доза) – *грей*, ее обозначение Гр – по имени английского ученого Луиса Гарольда Грея, внесшего большой вклад в становление радиационной дозиметрии. В частности, он сделал фундаментальное открытие в области радиационной дозиметрии, известное в настоящее время как принцип Брэгга-Грея. Один грей равен поглощенной дозе излучения, при которой веществу массой 1 кг передается энергия ионизирующего излучения 1 Дж. В практике и научной литературе распространена внесистемная единица дозы излучения рад (roentgen adsorbed, 1 Гр = 100 рад), а также кратные и дольные ей единицы. Поглощенная доза является основной величиной, характеризующей степень воздействия всех видов ионизирующих излучений на широкий класс объектов. На ее основе определяется ряд новых величин. Имеется тенденция к постепенному переходу к инструментальным методам (методам прямых измерений) исключительно только этих величин как характеристик воздействия излучения на вещество, в том числе на такой объект, как человек. Поглощенная доза в ткани человека получила название *тканевой дозы*.

5.5. ЭКСПОЗИЦИОННАЯ ДОЗА

Экспозиционная доза – специфическая величина в дозиметрии, введенная для фотонного излучения. Она равна абсолютному значению полного заряда ионов одного знака, которые образуются в воздухе при полном торможении

электронов и позитронов, освобожденных фотонами в единице массы воздуха. Обозначим экспозиционную дозу X , тогда

$$X = dQ/dm, \quad (5.28)$$

где dQ – суммарный заряд всех ионов одного знака, созданных в воздухе при полном торможении электронов и позитронов, освобожденных фотонным излучением в массе воздуха dm . Здесь важно понять, что заряд dQ включает заряд всех ионов одного знака, созданных в результате полного использования кинетической энергии электронов и позитронов в воздухе независимо от места образования этих ионов; имеется в виду, что эти ионы созданы только теми электронами и позитронами, которые возникли в массе воздуха dm .

В определении экспозиционной дозы не учитываются потери энергии на образование вторичными электронами и позитронами тормозного излучения. Поэтому ионизацию, возникающую из-за поглощения тормозного излучения, следует исключить из заряда dQ . В определении экспозиционной дозы не содержится ограничения энергий фотонов. Однако при энергиях фотонного излучения менее 5 кэВ и более 3 МэВ абсолютные измерения экспозиционной дозы становятся затруднительными. Поэтому область энергий фотонов, в которой рекомендуется использовать экспозиционную дозу, ограничивается диапазоном от 5 кэВ до 3 МэВ.

Мощность экспозиционной дозы определяется как приращение экспозиционной дозы dX за интервал времени dt к этому интервалу времени:

$$\dot{X} = \frac{dX}{dt}. \quad (5.29)$$

Легко установить связь между экспозиционной дозой и кермой фотонного излучения в воздухе K_γ . Действительно, керма есть сумма начальной кинетической энергии всех электронов и позитронов, освобожденных фотонами в единице массы воздуха; при торможении в воздухе эти заряженные частицы тратят часть своей энергии E_s на тормозное излучение; оставшаяся энергия идет на ионизацию и возбуждение атомов среды. Следовательно, экспозиционная доза

$$X = (K_\gamma - E_s)e/W, \quad (5.30)$$

где e – заряд одного иона; W – средний расход энергии электронов на образование одной пары ионов в воздухе.

Если пренебречь энергией тормозного излучения, что вполне допустимо для низких и средних энергий фотонов, то

$$X = e K_\gamma / W, \quad (5.31)$$

Таким образом, керма фотонного излучения в воздухе выступает как энергетический эквивалент экспозиционной дозы. Соответственно мощность кермы k_γ есть энергетический эквивалент мощности экспозиционной дозы $\dot{X}$.

Установленная в СИ единица экспозиционной дозы – кулон на килограмм, Кл/кг. Кулон на килограмм равен экспозиционной дозе, при которой все электроны и позитроны, освобожденные фотонами в воздухе массой 1 кг, производят ионы, несущие электрический заряд 1 Кл каждого знака. В практике и

научной литературе распространена внесистемная единица экспозиционной дозы – *рентген*.

$$1 \text{ Р} = 2,58 \times 10^{-4} \text{ Кл/кг (точно);}$$

$$1 \text{ Р/с} = 2,58 \times 10^{-4} \text{ А/кг;}$$

$$1 \text{ Кл/кг} = 3,88 \times 10^3 \text{ Р (приблизительно).}$$

Опыт развития дозиметрии показал целесообразность отказа от практического использования экспозиционной дозы и ее мощности. Поэтому РД 50-454-84 рекомендует на период постепенного перехода к новым дозиметрическим величинам воздержаться от внедрения единиц Кл/кг и А/кг, а продолжать использовать внесистемные единицы Р, Р/с и их кратные и дольные. Этим же нормативным документом рекомендовано прекратить разработку новых приборов для измерений экспозиционной дозы и ее мощности.

Одной из причин принятия такого решения является отсутствие простого целочисленного соотношения между внесистемными единицами и единицами СИ упомянутых величин. Это может приводить к ошибкам практических работников и представлять угрозу безопасности людей при радиационном контроле. Вместе с тем экспозиционную дозу и ее мощность нельзя исключать из нашего рассмотрения, поскольку соответствующие средства измерений будут использоваться еще продолжительное время до их изъятия, а метрологические методы, разработанные для этой группы приборов, могут быть с успехом использованы и для приборов, измеряющих новые величины.

Чтобы уяснить вопрос о тенденции развития измерений новых физических величин, укажем на существенную разницу между экспозиционной дозой и кермой, с одной стороны, и поглощенной дозой, с другой.

Экспозиционная доза и керма являются характеристиками поля косвенно ионизирующего излучения. При этом керма в отличие от экспозиционной дозы определена для всех видов этого излучения. Экспозиционную дозу и керму можно определить как в точке поля в отсутствие объекта, так и в любой точке облучаемого объекта произвольного состава и формы. Для определения и той, и другой величины в точку поля вне или внутри объекта вносится пробное тело, объем которого затем стремится к нулю. В случае экспозиционной дозы это воздух (в частности, воздушная полость внутри объекта). Затем рассчитывают, какова была бы ионизация от вторичных электронов, рожденных в этой полости, при условии, что все они тормозились бы в воздухе (случай экспозиционной дозы), либо какова была бы кинетическая энергия вторичных частиц (случай кермы). Вторичные частицы, образованные вокруг пробного тела в объекте, никак не участвуют в определении экспозиционной дозы и кермы. Поэтому можно говорить о мощности экспозиционной дозы в некоторой точке пространства в вакууме, в воздухе, в точке тканеэквивалентного фантома и т.д., либо о мощности воздушной или водной кермы в точке пространства в вакууме, в воздухе, точке тела человека. Именно в этом смысле и понимается то, что *экспозиционная доза и керма, а также их мощности являются характеристиками поля излучения.*

В противовес этому поглощенная доза и ее мощность характеризуют взаимодействие излучения с веществом. При том же флюенсе частиц значение по-

глощенной дозы в рассматриваемой точке зависит от состава, размера и формы объекта, в котором распространяется ионизирующее излучение. Это связано с тем, что поглощенная доза в точке объекта формируется частицами, поступающими из вещества, окружающего эту точку, и спектр этих частиц зависит от размера и формы объекта. Поэтому нельзя, например, говорить о мощности тканевой дозы в воздухе, поскольку такая формулировка влечет за собой неоднозначность этой величины, так как неизвестно, какого размера и формы объект из тканеэквивалентного вещества помещен в интересующую нас точку в воздухе.

Поле излучения в некоторой точке пространства в отсутствие объекта можно охарактеризовать с помощью величины мощности поглощенной дозы, если в эту точку поля внести пробный объект определенной формы, размера и состава, оценить мощность поглощенной дозы в определенной точке этого объекта и считать это значение некоторой обобщенной характеристикой поля излучения. Некоторые специалисты предлагали заменить приборы для измерения мощности экспозиционной дозы в отсутствие объекта измерителями мощности поглощенной дозы, имея в виду концепцию пробного объекта, вводимого в поле излучения. При этом выдвигаются разные предложения о стандартизации размера, формы и состава вещества пробного объекта. Другая группа специалистов предлагала заменить приборы для измерений мощности экспозиционной дозы измерителями мощности воздушной, водной или тканевой кермы.

Флюенс частиц, плотность потока частиц, линейная передача энергии, активность, поглощённая доза, керма, экспозиционная доза являются базовыми физическими величинами. Они являются мерой воздействия ионизирующего излучения на вещество, характеризуют источники излучения, поля и взаимодействие излучения с веществом и составляют группу дозиметрических единиц, которая остаётся неизменной в течение длительного времени. Введение в практику международной системы единиц СИ привело к изменению единиц измерения базовых величин, однако их определения остаются неизменными.

5.6. ОТНОСИТЕЛЬНАЯ БИОЛОГИЧЕСКАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ

Уже отмечалось, что результат воздействия излучения на объект определяется не только поглощенной энергией, но и характером распределения этой энергии в облучаемом объекте, распределением облучения во времени, видом излучения и другими факторами, значимость которых различна в зависимости от условий облучения и рода измеряемого радиационного эффекта. В частности, биологический эффект облучения при прочих равных условиях различен для разных видов излучения. Возникает вопрос – почему? Не заложена ли причина в самой природе ионизирующих частиц, которая может быть различна для разных видов излучения? Наши сведения о взаимодействии излучений с веществом свидетельствуют о том, что в некоторых случаях природа частиц действительно определяет способ диссипации переданной энергии. Например, нейтроны, взаимодействуя с кристаллической решеткой, способны произвести смещение атомов в решетке и нарушить ее структуру, в то время как γ -кванты

умеренных энергий могут лишь ионизовать атомы. Однако применительно к биологическому действию различие в физической природе частиц не является главным фактором различия радиационных эффектов. Более того, даже частицы одной природы, но разных энергий могут вызывать неодинаковый эффект при одной и той же поглощенной дозе.

По современным представлениям о биологическом действии ионизирующих излучений определяющую роль играет ионизация живой ткани. Свойства ионов не зависят от причины, по которой они возникли, а следовательно, и от природы ионизирующих частиц. В чем же тогда различие для разных видов излучений? Главное различие заключается в том, что разные виды излучений создают ионы с неодинаковым пространственным распределением. Например, тяжелые заряженные частицы создают более плотную дорожку ионов, чем легкие; различными оказываются диапазоны энергий, передаваемых δ -частицам, которые по-своему влияют на пространственное распределение ионов. Значительные различия обнаруживаются в микроскопическом распределении поглощенной энергии, а следовательно, и ионизации⁶.

Таким образом, представляется целесообразным определить некоторую физическую величину, которая учитывала бы пространственное распределение переданной энергии. Такой величиной в некотором приближении может служить линейная передача энергии – ЛПЭ. «Некоторое приближение» здесь означает, что если для двух различных видов частиц ЛПЭ одинакова, то пространственное распределение переданной ими энергии более идентично, чем если бы ЛПЭ была различной. ЛПЭ, таким образом, выступает как характеристика качества излучения. *Под качеством в данном случае мы понимаем такую характеристику излучения, которая имеет одно и то же значение у разных видов излучения, если при одинаковых условиях облучения данного объекта и одинаковой дозе наблюдается один и тот же радиационный эффект.* Другими словами, радиационное действие излучений одинакового качества, в том числе излучений разных видов, должно быть одинаковым при равных дозах. Сразу оговоримся, что пока такой универсальной величины, которая полностью определяла бы качество излучения, не найдено. Возможно, здесь следует искать комбинацию величин. Тем не менее во многих случаях, особенно в области противорадиационной защиты, ЛПЭ является удобной характеристикой качества излучения.

Для сравнения биологических эффектов, вызываемых разными видами излучения, Р. Циркле в 1935 г. было введено понятие относительной биологической эффективности (ОБЭ).

Относительная биологическая эффективность излучения – это отношение поглощенной дозы образцового излучения, вызывающего определенный биологический эффект, к поглощенной дозе данного излучения, вызывающего тот же биологический эффект:

$$\eta = D_0/D_x, \quad (5.32)$$

⁶ * Вопросы микроскопического распределения поглощенной энергии рассматривает раздел дозиметрии — микродозиметрия.

где η – ОБЭ; D_0 и D_x – дозы соответственно образцового и данного излучений, при которых наблюдается один и тот же биологический эффект.

В качестве образцового излучения принимают рентгеновское излучение с граничной энергией фотонов 200 кэВ; для образцового излучения $\eta = 1$; обычно полагают $\eta = 1$ для фотонов любых энергий⁷.

ОБЭ зависит от вида излучения, его энергии, наблюдаемой биологической реакции, распределения излучения во времени, индивидуальных особенностей биологического объекта и других факторов, часть которых недостаточно хорошо изучена. Особую значимость имеет зависимость ОБЭ от ЛПЭ.

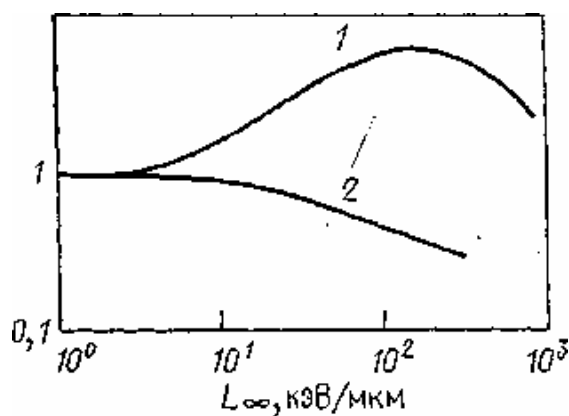


Рис. 5.2. Зависимость ОБЭ: 1 – сложные биологические системы; 2 – бактерии и вирусы ЛПЭ

На рис. 5.2 показана зависимость ОБЭ от ЛПЭ, полученная в радиобиологических экспериментах. Кривая 1 соответствует сложным биологическим системам, для которых наблюдается максимум ОБЭ в значении ЛПЭ около 100 кэВ/мкм. Кривая 2 типична для облучения некоторых бактерий и вирусов. Начиная с некоторых значений ЛПЭ, кривая падает, не проявляя максимумов или минимумов.

ОБЭ определяют в конкретных условиях радиобиологического эксперимента. Суммируя и анализируя данные по ОБЭ, можно составить представление об относительной радиационной опасности для человека различных видов излучений. Данные по ОБЭ, полученные в радиобиологических исследованиях, служат основой для установления предельно допустимых уровней облучения и норм радиационной безопасности. В целях противорадиационной защиты используют, однако, не конкретное значение полученной в эксперименте ОБЭ, а так называемый коэффициент качества излучения.

5.7. КОЭФФИЦИЕНТ КАЧЕСТВА ИЗЛУЧЕНИЯ

Коэффициент качества является регламентированной величиной ОБЭ, устанавливаемой специальными научными комиссиями на основании медицин-

⁷ Строго говоря, ОБЭ зависит от энергии фотонов. Международная комиссия по радиологической защите (МКРЗ) рассматривалась целесообразность отнести значение $\eta=1$ для фотонов более высоких энергий.

ских и радиобиологических данных и предназначенной для контроля радиационной опасности. Отсюда следует, что по мере накопления и уточнения данных по биологическому действию излучений коэффициенты качества для различных видов излучений могут быть пересмотрены. Являясь основой при установлении норм, обеспечивающих радиационную безопасность, коэффициенты качества узакониваются государственными стандартами и нормами радиационной безопасности (НРБ).

Помимо численных значений коэффициента качества для разных видов излучений устанавливается зависимость коэффициента качества от ЛПЭ излучения. За основу принимается кривая вида 1 на рис. 5.2. Однако и здесь связь между коэффициентом качества и ЛПЭ устанавливается на основе обобщения и анализа данных по ОБЭ с учетом накопленных знаний по последствиям облучения, а не путем прямого наблюдения этой связи. Зависимость $k(L_\infty)$ регламентировалась НРБ-76/87 и ГОСТ 8.496–84. В табл. 5.1 приведены средние значения ЛПЭ в воде, с которыми сопоставлены значения коэффициента качества k . Коэффициенты качества для промежуточных значений ЛПЭ находят линейным интерполированием.

Таблица 5.1. Регламентированная зависимость коэффициента качества излучений от ЛПЭ

L_∞ , кЭВ/ мкм воды	4,5	7,0	23	53	175
k	1	2	5	10	20

Принято, что излучения с одинаковым коэффициентом качества при равных дозах и одинаковых условиях облучения приводят к одинаковому биологическому эффекту с точки зрения радиационной опасности. *Коэффициент качества есть зависящий от ЛПЭ коэффициент, на который надо умножить поглощенную дозу, чтобы для целей противорадиационной защиты биологический эффект облучения людей выражался в одной и той же мере независимо от вида излучения.*

5.8. ЭКВИВАЛЕНТНАЯ ДОЗА

Произведение поглощенной дозы D на средний коэффициент качества ионизирующего излучения k в данном элементе объема биологической ткани стандартного состава образует эквивалентную дозу (*dose equivalent* – дозовый эквивалент) ионизирующего излучения H :

$$H = k \cdot D, \quad \bar{k} = \frac{1}{D} \int_0^\infty D(L_\infty) k(L_\infty) dL_\infty, \quad (5.33)$$

где $D(L_\infty)$ – распределение поглощенной дозы по полной линейной передаче энергии (учитываются акты передачи энергии заряженной частицей от 0 до максимально возможной); $k(L_\infty)$ – регламентируемая зависимость коэффициента качества от ЛПЭ.

Однако введение коэффициента качества оказывается не всегда достаточным для количественного описания биологических эффектов облучения, поэтому может возникнуть необходимость в других уточняющих коэффициентах, например в коэффициенте распределения, который учитывал бы неоднородность распределения источников, инкорпорированных внутрь организма.

При определении эквивалентной дозы ионизирующего излучения с неизвестным энергетическим составом, но с известным вкладом в поглощенную дозу разных видов излучений следует использовать приведенные в табл. 5.2 средние значения коэффициента k для разных видов излучений.

Таблица 5.2. Средние значения коэффициента качества для разных излучений

Вид излучения	$\bar{k}$
Рентгеновское и γ -излучение.	1
Электроны, позитроны, β -излучение	1
Протоны с энергией меньше 10 МэВ	10
Нейтроны с энергией меньше 20 кэВ	3
Нейтроны с энергией 0,1 – 10 МэВ	10
α -Излучение с энергией меньше 10 МэВ	20
Тяжелые ядра отдачи	20

Для смешанного излучения эквивалентную дозу определяют как сумму произведений значений D_i , поглощенной дозы отдельных видов излучений на соответствующие значения коэффициента качества для этих излучений k_i :

$$H = \sum_i \bar{k}_i D_i. \quad (5.34)$$

В СИ установлена единица эквивалентной дозы *зиверт*, Зв – по имени шведского ученого Р. Зиверта – первого председателя МКРЗ, созданной в 1928 г. Один зиверт равен эквивалентной дозе, при которой произведение поглощенной дозы в биологической ткани стандартного состава на средний коэффициент качества равно 1 Дж/кг. Зиверт связан с внесистемной единицей эквивалентной дозы бэр соотношением 1 Зв=100 бэр. Единица бэр первоначально означала биологический эквивалент рентгена. Позднее под ней стали понимать биологический эквивалент рада. В настоящее время бэр – это просто внесистемная единица эквивалентной дозы, и её не следует трактовать ни как биологический эквивалент рентгена, ни как биологический эквивалент.

В практике, однако, время пребывания человека в поле излучения при низких уровнях радиации измеряется, как правило, часами (6-часовой рабочий день, 36-часовая рабочая неделя). Поэтому предпочтительной единицей мощности эквивалентной дозы должен быть микрозиверт в час (мкЗв/ч) вне зависимости от размера величины.

Эквивалентная доза определяет уровень радиационной опасности при облучении человека в малых дозах, т.е. дозах, не способных вызвать лучевую болезнь. Поэтому область применения величины – эквивалентная годовая доза

для персонала – ограничивается сверху значением 500 мЗв (при общем облучении организма).

Мощность эквивалентной дозы определяется как отношение приращения эквивалентной дозы dH за интервал времени dt к этому интервалу времени:

$$\dot{H} = \frac{dH}{dt} \quad (5.35)$$

Между специалистами нет единого мнения относительно того, является ли эквивалентная доза физической величиной. В определении физической величины указывается, что это свойство физического объекта. Применимо ли это к человеку, остается дискуссионным. Тем более, что задание коэффициента качества как функции ЛПЭ в значительной степени является волевым решением. Тот факт, однако, что эквивалентная доза определена однозначно через физические величины, позволяет производить ее расчеты и не ставит ограничений в разработке инструментальных методов ее оценки.

В конце 80-х годов прошлого столетия проводились работы по пересмотру зависимости коэффициента качества от ЛПЭ. Делались также попытки внести более существенные изменения в определение k . Это является следствием более глубокого анализа радиобиологических экспериментов, проводимых с разными видами излучений.

Национальная комиссия по радиологической защите СССР (НКРЗ) предложила новую зависимость k от ЛПЭ:

$$k(L_{\infty}) = \frac{1}{2,31 \cdot 10^{-4} L_{\infty}} \left[1 - \exp(-2,14 \cdot 10^{-4} L_{\infty} - 4,75 \cdot 10^{-5} L_{\infty}^2) \right] \quad (5.36)$$

с дискретными значениями, приведенными ниже в табл. 5.3:

Таблица 5.3. Зависимость k от ЛПЭ, предложенная НКРЗ СССР

ЛПЭ, кэВ/мкм	k	ЛПЭ, кэВ/мкм	k	ЛПЭ, кэВ/мкм	k
0,4	1,0	20	5,0	430	10,0
3	1,5	47	10,0	870	5,0
10	3,0	155	20,0	4300	1,0

По сравнению с прежней зависимостью $k(L_{\infty})$ обращает на себя внимание небольшой рост k при ЛПЭ, характерных для низкоэнергетического β - и рентгеновского излучений, а также уменьшение k при росте ЛПЭ, больших нескольких сот килоэлектронвольт на микрометр. Эти данные не вошли в НРБ и ГОСТ и в практической работе ими не успели воспользоваться.

МКРЕ в 1986 г. посвятила специальный доклад вопросу о коэффициенте качества [16]. В этом докладе сделана попытка определить эквивалентную дозу по аналогии с (5.33), но через коэффициент качества, являющийся функцией линейной энергии (y), не ЛПЭ (L). Не вдаваясь в детали определения y , которая будет определена ниже в подразделе «Микродозиметрия», отметим, что он в отличие от L является стохастической величиной, которую легче определить

экспериментально методами микродозиметрии [17], чем расчетными. Использование этой концепции приводит к средним коэффициентам качества k различных видов излучений, заметно отличающимся от принятых в настоящее время (табл. 5.2). Так, для β -излучения низких энергий (третий) $k = 2$. Для β и фотонного излучений средних энергий (десятки и сотни килоэлектронвольт) $k = 1$, а для γ -излучения ^{60}Co k падает до 0,5. Для нейтронного и протонного излучения k возрастает до 25. Принятие этой концепции должно было сопровождаться либо уменьшением дозовых пределов, либо, при их сохранении, увеличением дозовых нагрузок на значительный контингент людей. Поэтому решение об изменении концепции качества должно быть тщательно взвешено.

Таблица 5.3. Зависимости k от L_∞ согласно [17]

Неограниченная линейная передача энергии L_∞ в воде, кэВ·мкм	$k(L_\infty)$
< 10	1
10–100	$0,32L_\infty - 2,2$
> 100	$300/\sqrt{L_\infty}$

В 1990 г. МКРЗ в Публикации 60 [8] изменила свои рекомендации по формальной зависимости между коэффициентом качества k и неограниченной линейной передачей энергии L_∞ , чтобы отразить более высокие значения ОБЭ для нейтронов промежуточной энергии, сохранив при этом максимальную возможную простоту. Эта простота отражает отсутствие в данное время точных данных для человека и правильное понимание практических аспектов радиационной безопасности. К примеру, Комиссия не сочла нужным устанавливать различные значения коэффициента качества для фотонов разных энергий. Комиссия также признала уменьшение эффективности тяжелых ионов с L_∞ больше $100 \text{ мкВ} \cdot \text{мкм}^{-1}$. Принятые зависимости приведены в табл. 5.3.

5.9. ВЕСОВЫЕ МНОЖИТЕЛИ ИЗЛУЧЕНИЯ

Вследствие существующей в настоящее время недоверности радиобиологических данных МКРЗ сочло неоправданным стремление к излишней детальности и точности при использовании формальной зависимости k от L_∞ для модификации поглощенной дозы с целью отразить большую вероятность ущерба, возникающего от воздействия компонентов излучения с большой ЛПЭ. Вместо k или, что более точно, k МКРЗ ввела новое понятие – *весовые множители излучения* w_R , основанные на рассмотрении биологической информации, различных условий облучения и изучении результатов традиционных расчетов амбиентной (см. ниже) эквивалентной дозы. Установленные значения w_R приведены в табл. 5.4.

В качестве примера на рис. 5.3 приведена зависимость от энергии значений w_R для нейтронов, аппроксимированная гладкой кривой.

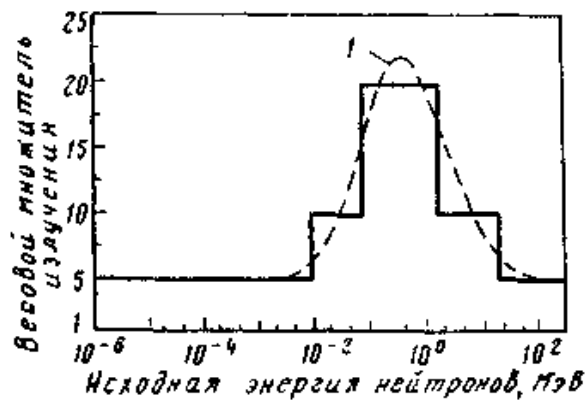


Рис. 5.3. Весовые множители излучения для нейтронов: l – аппроксимация

Ее математическое выражение имеет вид

$$w_R = 5 + 17 \exp\left(-\frac{\ln^2 2E}{6}\right), \quad (5.37)$$

где E – энергия нейтронов в мегаэлектронвольтах. Не следует придавать этому выражению какой-либо биологический смысл. Это просто инструмент для вычислений.

Электроны Оже, испущенные атомами, связанными с ДНК, представляют собой отдельную проблему, поскольку нереалистично усреднять поглощенную дозу по всей массе ДНК, как этого требует в настоящее время определение эквивалентной дозы. Влияние электронов Оже должно быть оценено с помощью методов микродозиметрии.

Таблица 5.4. Весовые множители излучения, падающего на тело или испущенного внутренним источником

Вид излучения и диапазон энергии	Весовой множитель излучения w_R
Фотоны всех энергий	1
Электроны и мюоны всех энергий (исключая электроны Оже, испущенные атомами, связанными с ДНК)	1
Нейтроны с энергией: <10 кэВ	5
от 10 до 100 кэВ	10
>100 кэВ до 2 МэВ	20
>2 МэВ до 20 МэВ	10
>20 МэВ	5
Протоны, кроме протонов отдачи, с энергией >2 МэВ	5
α -Частицы, осколки деления, тяжелые ядра	20

Для излучений, виды и энергии которых не включены в табл. 5.4, можно аппроксимировать значения w_R путем вычисления $\bar{k}$ по второй формуле (5.33) на глубине 10 мм в шаровом фантоме МКРЕ, описанном ниже.

Эквивалентная доза является основной дозиметрической величиной, положенной в основу нормирования воздействия излучения для оценки возможного ущерба здоровью человека от хронического воздействия ионизирующего излучения произвольного состава.

5.10. ЭФФЕКТИВНАЯ ДОЗА

Эквивалентная доза, как и поглощенная доза, определяется в точке ткани человека, находящегося в поле излучения. Поэтому можно говорить о распределении эквивалентной дозы в теле человека, которое обычно существенно неравномерно и зависит от характеристик поля излучения, в котором человек находится. Согласно НРБ-76/87, основными дозовыми пределами являются индивидуальные *максимальные* значения эквивалентной дозы в критическом органе человека. Они приведены в табл. 5.5.

Таблица 5.5. Основные дозовые пределы по НРБ-76/87 [20]

Дозовые пределы суммарного внутреннего и внешнего облучения за год, мЗв	Группа критических органов		
	I	II	III
Предельно допустимая доза для персонала	50	150	300
Предел дозы для ограниченной части населения	5	15	30

Документы по радиационной безопасности периодически пересматриваются, и на практике следует пользоваться действующими нормативными документами, в частности, в Республике Беларусь – НРБ 2002 [21] и ОСП-2000 [22], в соответствии с которыми ПДД для профессионалов снижена с 50 мЗв/год до 20 мЗв/год.

Группы критических органов устанавливаются МКРЗ. Для разработки концепции инструментального контроля эквивалентной дозы важно, что к I группе отнесено все тело, в то время как кожные покровы – к III группе.

Международная комиссия по радиологической защите (МКРЗ) в качестве меры радиационного воздействия на живой организм ввела эффективную эквивалентную дозу $H_{эф}$, которая определяется формулой

$$H_{эф} = \sum_T w_T H_T, \quad (5.38)$$

где H_T – средняя эквивалентная доза в T -м органе или ткани организма; w_T – взвешивающий коэффициент, равный отношению вероятности возникновения стохастических эффектов при облучении органа или ткани T к вероятности их возникновения при равномерном облучении всего тела; w_T определяет вклад данного органа или ткани в риск неблагоприятных стохастических эффектов для организма в целом при равномерном его облучении.

Очевидно, что

$$H_{эф} = \sum_R w_R \sum_T w_T D_{TR} = \sum_T w_T \sum_R w_R D_{TR} \quad (5.39)$$

где D_{TR} – средняя поглощенная доза в ткани или органе T , созданная излучением R . В обоих выражениях имеется в виду излучение, падающее на тело или испущенное источником, инкорпорированным в теле. Оба вида суммирования совершенно идентичны.

Рекомендованные значения тканевых весовых множителей приведены в табл. 5.6.

Значения, приведенные в табл. 5.6, были выведены для условного контингента населения с равным числом лиц обоего пола и с широким диапазоном возрастов. При определении эффективной дозы эти значения применимы для персонала, для всего населения и для каждого пола.

При вычислениях в остальные органы включают следующие дополнительные органы и ткани: верхний отдел толстого кишечника, вилочковая железа, головной мозг, матка, мышцы, надпочечники, поджелудочная железа, почки, селезенка и тонкий кишечник. Перечень включает органы, которые, по видимому, могут подвергаться избирательному облучению. Известно, что некоторые органы из перечня чувствительны к индуцированию рака. Если впоследствии окажется, что другие ткани и органы также подвержены значительному риску индуцирования заболевания раком, то они будут включены в таблицу со своим значением w_T в этот дополнительный перечень, содержащий остальные органы. В него также могут входить другие ткани и органы, облученные избирательно.

Таблица 5.6. Тканевые весовые множители

Ткань или орган	Тканевый весовой множитель w_T	Ткань или орган	Тканевой весовой множитель w_T
Половые железы	0,20	Печень	0,05
Красный костный мозг	0,12	Пищевод	0,05
		Щитовидная железа	0,05
Толстый кишечник	0,12		
Легкие	0,12	Кожа	0,01
Желудок	0,12	Поверхность костей	0,01
Мочевой пузырь	0,05		
Молочные железы	0,05	Остальные органы	0,05 ^{*2, *3}

В тех исключительных случаях, когда одна ткань или орган из входящих в перечень остальных органов получает эквивалентную дозу, превышающую наибольшую дозу в любом из 12 органов, для которых указан весовой множитель, этой ткани или органу следует приписывать весовой множитель 0,025, а для средней дозы в остальных органах этого списка использовать также весовой множитель 0,025.

При равномерном облучении всего организма предполагается, что вид и энергетический состав ионизирующих частиц одинаковы для любой точки, и, следовательно, эквивалентная доза для любого органа и ткани будет одной и той же и равна эффективной эквивалентной дозе. Таким образом, *эффективная*

эквивалентная доза при неравномерном по органам и тканям облучении организма равна такой эквивалентной дозе при равномерном облучении, при которой риск неблагоприятных последствий оказывается тем же самым, что и при данном неравномерном облучении.

Числовые значения взвешивающих коэффициентов устанавливаются на основе коэффициентов риска, которые в свою очередь, выводятся из данных радиобиологических и медицинских исследований.

Концепция эффективной эквивалентной дозы в аспекте радиационной безопасности исходит из признания линейной беспороговой модели радиационного действия.

Соотношения между системными (СИ) и внесистемными дозиметрическими единицами сведены в табл. 5.7.

Относительная биологическая эффективность, взвешивающие коэффициенты облучения, коэффициенты качества, эквивалентная доза, ожидаемая эквивалентная доза, эффективная доза и коллективная эффективная доза относятся к т.н. *нормируемым* физическим величинам. Они являются мерой ущерба (вреда), наносимого ионизирующими излучениями человеку.

5.11. ОПЕРАЦИОННЫЕ ВЕЛИЧИНЫ

5.11.1. Определение операционных величин

Как правило, нормируемые величины, в которых выражены основные пределы доз, непосредственно измерить невозможно. Для оценки нормируемых величин при радиационном контроле предназначены операционные величины, которые являются непосредственно определяемыми в измерениях величинами. Введение в практику радиационного контроля операционных величин необходимо в первую очередь, для унификации методов контроля и определения требований к функции отклика приборов радиационного контроля.

Операционная величина – величина, однозначно определяемая через физические характеристики поля излучения в точке, максимально возможно приближенная в стандартных условиях облучения к нормируемой величине и предназначенная для консервативной оценки этой величины при дозиметрическом контроле. В общем виде связь между величинами, используемыми в радиационном контроле, представлена на рис. 5.4.

В определении операционных величин внешнего облучения используется *эквивалент дозы H* , который равен поглощенной дозе в точке, умноженной на средний коэффициент качества для излучения, воздействующего на ткань в данной точке (5.34).

Взаимодействие излучения с телом человека приводит к изменению самого радиационного поля. Операционные величины определяются таким образом, чтобы результаты их измерения с помощью соответствующих дозиметрических приборов учитывали этот эффект.

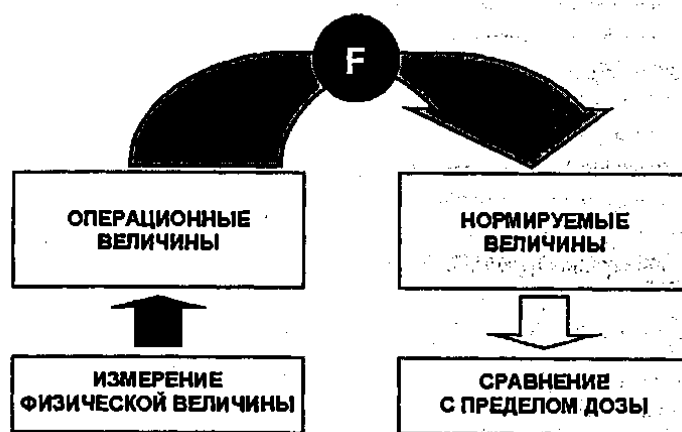


Рис. 5.4. Связь между величинами, используемыми в радиационном контроле

5.11.2. Основные понятия, используемые при определении новых величин для зонного мониторинга

Шаровой фантом МКРЕ. В 1994 г. МКРЕ ввела новые величины для измерения полей [15]. Их определение опирается на использование шарового фантома МКРЕ, представляющего собой шар диаметром 30 см из тканезквивалентного материала плотностью 1 г/см^3 с массовым составом 76,2% кислорода, 11,1% углерода, 10,1% водорода и 2,6% азота. Этот фантом является хорошим приближением человеческого тела с точки зрения рассеяния и ослабления ионизирующего излучения. В шаре выделяют три слоя: а) внешний толщиной 0,07 мм, имитирующий наружный слой кожи, состоящий из мертвых клеток; б) следующий слой на глубине от 0,07 до 10 мм; максимальную эквивалентную дозу в этом слое называют поверхностным показателем эквивалентной дозы; в) ядро шара, ограниченное сферой диаметром 280 мм, центр которой совпадает с центром шара.

Операционные величины для мониторинга радиационной обстановки определяются с использованием концепций *расширения и спрямления* в описании характеристик поля излучения, необходимых для определения характеристик соответствующих дозиметров. Эти концепции иллюстрирует рис. 5.5. Представим, что детектор находится в точке *A* неоднородного поля излучения и не вносит в это поле каких-либо возмущений. Длина стрелок (векторов) на рис. 5.6 представляет энергию реального излучения, а направление потока излучения представлено направлением стрелки. Необходимо наделить дозиметр с таким детектором характеристиками (например, функцией энергетической чувствительности), которые позволили бы учесть возмущение поля излучения.

Расширенное поле излучения (expanded radiation field) представляет собой поле излучения, в котором спектральное и угловое распределение флюенса одинаково во всех точках достаточно большого объема и такое же, как и в реальном поле в представляющей интерес точке. На рис. 5.5а показано *реальное поле излучения в точке A*, состоящее из трёх компонент, представленных тремя стрелками. На рис. 5.5б показано *расширенное поле точки A* с введенной в него

сферой МКРЕ (пунктирная окружность) для иллюстрации размеров поля излучения.

Если все пучки частиц в расширенном поле мысленно выстроить в направлении, противоположном радиусу-вектору $\vec{\omega}$ определённого МКРЕ шара, то получится *спрямлённое и расширенное поле излучения* (aligned and expanded radiation field) (рис.5.5в). Нарисованные друг над другом стрелки символизируют суперпозицию трёх векторов в каждой точке.

Сильнопроникающее излучение. Излучение рассматривается как *сильнопроникающее*, если эквивалентная доза, получаемая наиболее чувствительным слоем кожи (согласованная глубина 0,07 мм) при нормальном падении широкого пучка, в 10 раз ниже, чем эффективная доза.

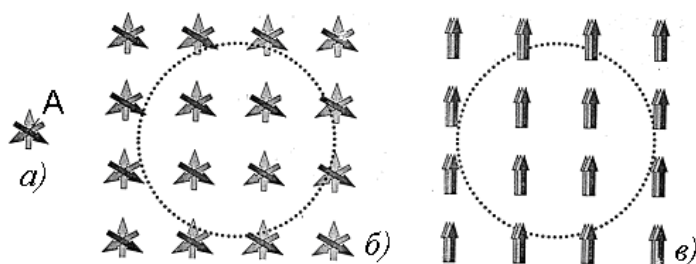


Рис. 5.5. Реальное поле в точке A (а); расширенное поле точки A (б); спрямлённое и расширенное поле излучения (в)

Слабопроникающее излучение. Излучение рассматривается как *слабопроникающее*, если при нормальном падении излучения эквивалентная доза, получаемая кожей, в 10 раз выше, чем эффективная доза.

5.11.3. Амбиентная эквивалентная доза $H^*(10)$

Операционной величиной внешнего облучения для контроля радиационной обстановки принята *амбиентная эквивалентная доза*, или просто *амбиентная доза*, $H^*(d)$, (дословно «амбиентный эквивалент дозы», перевод англоязычного термина *ambient*, от лат. *ambi* – кругом, вокруг, с обеих сторон, *dose equivalent* – эквивалент дозы). Новая операционная величина введена для зонного мониторинга сильнопроникающего излучения в заданной точке реального поля излучения. Так называют эквивалентную дозу $H^*(10)$, которая образовалась бы соответствующим *спрямлённым и расширенным* полем излучения в шаровом фантоме МКРЕ на глубине $d = 10$ мм по радиусу-вектору, противоположному направлению спрямлённого поля (рис. 5.6). $H^*(10)$ представляет собой консервативную, т.е. заведомо завышенную оценку *эффективной дозы*.

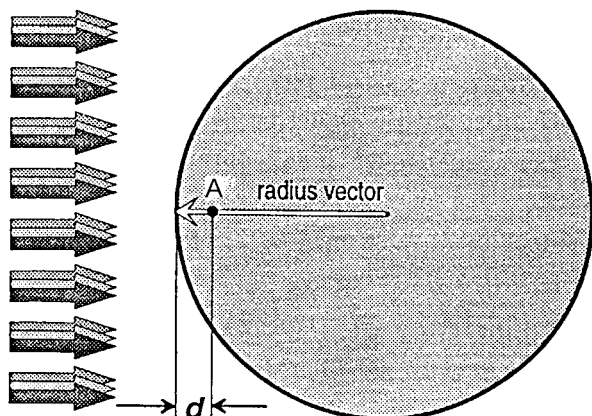


Рис. 5.6. К определению амбиентной эквивалентной дозы, $H^*(10)$

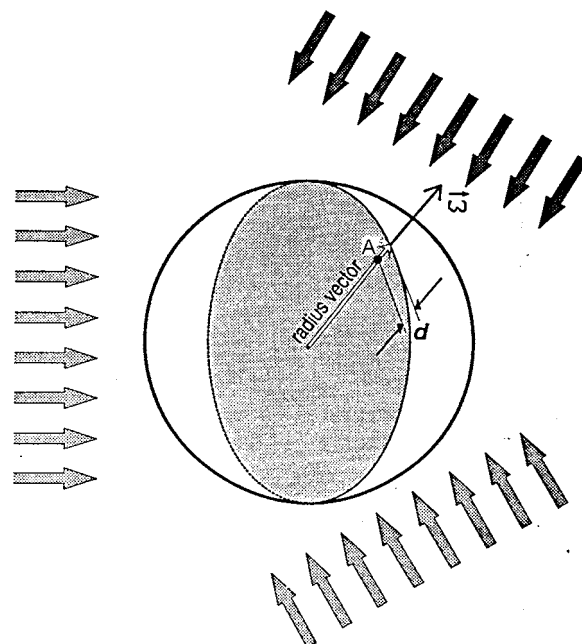


Рис. 5.7. К определению направленной эквивалентной дозы $H'(d)$

5.11.4. Направленная эквивалентная доза $H'(0,07; \vec{\omega})$

Для зонного мониторинга слабо проникающего излучения введена новая операционная величина, получившая название *направленная эквивалентная доза* $H'(0,07; \vec{\omega})$ (directional dose equivalent) в заданной точке реального поля. Она представляет собой эквивалентную дозу, которая образовалась бы соответствующим *расширенным полем* излучения в шаровом фантоме МКРЕ на глубине $d = 0,07$ мм по радиусу в заданном направлении $\vec{\omega}$, т.е. ориентированному навстречу полю (см. рис. 5.7). Для краткости $H'(0,07; \vec{\omega})$ часто обозначают $H'(0,07)$.

Обе вышеприведенные величины используются для мониторинга окружающей среды и мониторинга в зонах. Две следующие величины используются для индивидуального мониторинга.

5.11.5. Индивидуальная эквивалентная доза (проникающая), $H_p(10)$

Операционной величиной внешнего облучения для индивидуального контроля облучения человека принята *индивидуальная эквивалентная доза* (дословно individual dose equivalent – индивидуальный эквивалент дозы), $H_p(d)$, – эквивалентная доза в мягкой биологической ткани, определяемая на глубине d (мм) под рассматриваемой точкой на поверхности плоского фантома или на теле взрослого человека (см. рис. 5.8.). Использование фантома или тела человека в этом случае позволяет напрямую обеспечить учет возмущения реального поля излучения человеком.

Индивидуальная эквивалентная доза (проникающая) (individual equivalent dose penetrating), $H_p(10)$, представляет собой операционную величину для индивидуальной дозиметрии сильнопроникающего излучения. Она определяется как

эквивалентная доза в МКРЕ мягкой ткани на глубине $d = 10$ мм в теле в месте ношения индивидуального дозиметра.

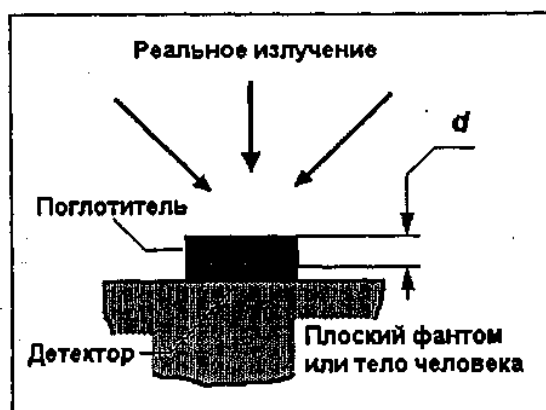


Рис. 5.8. Схема определения индивидуального эквивалента дозы

5.11.6. Индивидуальная эквивалентная доза (поверхностная), $H_s(0.07)$

Индивидуальная эквивалентная доза (поверхностная) (individual equivalent dose superficial), $H_s(0.07)$, представляет собой операционную величину для индивидуальной дозиметрии слабопроникающего излучения. Она определяется как эквивалентная доза в МКРЕ мягкой ткани на глубине $d = 0,07$ мм в теле в месте ношения индивидуального дозиметра.

Все четыре приведенные выше операционные величины измеряются в *зивертах* (Зв).

5.11.7. Обоснование введения операционных единиц

Чем же обусловлено введение новых дозиметрических величин?

На первом этапе развития эквидозиметрии (дозиметрии с использованием эквивалентной дозы) предлагалось использовать измерители поглощенной дозы фотонного и нейтронного излучений, которые должны были градуироваться либо как измерители кермы, либо как измерители максимальной эквивалентной дозы, создаваемой при нормальном падении параллельного пучка излучения на тканеэквивалентный фантом. Эта концепция была положена в основу ГОСТ 25935–83, регламентирующего методы измерения основных параметров дозиметрических приборов. Следует отметить, что дозиметр, отградуированный по максимальному значению эквивалентной дозы в полях излучений разных энергий, не позволит определить максимальную эквивалентную дозу в поле смешанного излучения. Это связано с тем, что максимальная эквивалентная доза создается различными видами излучений на разных глубинах тела человека. Поэтому максимальная эквивалентная доза смешанного излучения будет всегда меньше суммы максимальных доз, создаваемых его отдельными компонентами. Указанное обстоятельство является одним из основных недостатков концепции, установившей требования к дозиметрам поглощенной и эквивалентной дозы на

первом этапе эквидозиметрии. Другим недостатком явилось то, что предложенная концепция инструментального контроля не позволяла достаточно четко разделить части эквивалентной дозы, которые должны сравниваться с пределами дозы для разных групп критических органов, например всего тела и кожных покровов. Эти пределы различаются в шесть раз.

Второй этап эквидозиметрии характеризуется разработкой единых требований к индивидуальным и инспекционным дозиметрам всех видов ионизирующих излучений, показания которых должны более адекватно отражать воздействие излучений на человека.

В основу новой концепции положено требование к дозиметрам определять эквивалентную дозу на фиксированных глубинах тела человека для всех видов ионизирующих излучений. Устанавливается, что с целью сравнения с дозовым пределом для первой группы критических органов (все тело) индивидуальный дозиметр должен измерять эквивалентную дозу на глубине 10 мм (1 г/см^2) стандартной ткани человека (глубинная доза). Степень облучения кожного покрова (критический орган третьей группы) должна контролироваться индивидуальным дозиметром, измеряющим среднее значение эквивалентной дозы в слое толщиной 5 мг/см^2 за тканеэквивалентным слоем толщиной 7 мг/см^2 (поверхностная доза). Имеются основания предполагать, что если поверхностная и глубинная дозы не превосходят установленных для них пределов, предел дозы для критических органов второй группы также не будет превышен.

Для прогнозирования реакции кожного покрова на острое облучение знания дозы за слоем толщиной 7 мг/см^2 оказывается недостаточным. Поэтому индивидуальные дозиметры, регистрирующие степень воздействия излучения, в этих случаях должны измерять поглощенную дозу как минимум на трех глубинах ($5, 50$ и 150 мг/см^2) [2].

Сложнее обстоит дело с выработкой общих требований к инспекционным измерителям эквивалентной дозы (зонный мониторинг). Как отмечалось выше, мощность поглощенной дозы в отличие от мощности экспозиционной дозы и кермы не может быть характеристикой поля излучения в отсутствие объекта. То же относится к мощности эквивалентной дозы. Чтобы охарактеризовать поле излучения, необходимо внести в него объект из тканеэквивалентного вещества определенного размера и формы и определить мощность эквивалентной дозы в некоторой точке этого объекта. Для характеристики поля излучения при контроле радиационной безопасности МКРЕ и предложила новую величину – AMBIENTную эквивалентную дозу (ambient dose equivalent) [5]. Чтобы определить эту величину в некоторой точке поля излучения, в поле вводится шар из тканеэквивалентного вещества диаметром 30 см и плотностью 1 г/см^2 , центр которого совмещается с этой точкой. Затем рассматривается гипотетическое поле излучения, идентичное реальному по составу, флюенсу и энергетическому распределению, но мононаправленное и однородное в пределах сечения шара. AMBIENTная эквивалентная доза в рассматриваемой точке поля равна значению эквивалентной дозы в точке шара на глубине 10 мм от его поверхности по диаметру, параллельному направлению распространения моноэнергетического однородного излучения. Схема определения AMBIENTной эквивалентной дозы поясняется на рис. 5.6.

МКРЕ рекомендовало в качестве инспекционных дозиметров контроля радиационной безопасности использовать измерители мощности амбиентной эквивалентной дозы. Эти рекомендации закладываются в основу проектов рекомендаций Международной электротехнической комиссии (МЭК) на общие технические требования к переносным измерителям мощности эквивалентной дозы фотонного и β -излучения, а также нейтронного излучения для целей радиационной защиты. (Разрабатывая рекомендации, регламентирующие общие технические требования к измерителям мощности эквивалентной дозы фотонного излучения, МЭК не оставила попыток сформулировать требования к приборам для инструментального контроля мощности кермы. Эти приборы, переносные и стационарные, по мнению МЭК могут быть использованы для оценки радиационной обстановки, создаваемой фотонным излучением на местности.)

Градуировку измерителей мощности амбиентной эквивалентной дозы можно осуществить в поле спрямлённого и расширенного излучения, создаваемого поверочной установкой. При этом, если дозиметр имеет изотропную чувствительность, в реальном поле излучения, которое будет отличаться от мононаправленного, его показания будут тем не менее соответствовать значению мощности амбиентной эквивалентной дозы.

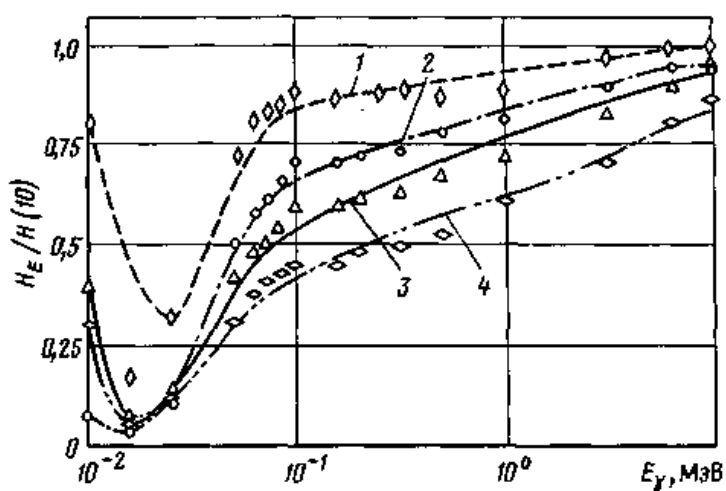


Рис. 5.9. Зависимость отношения эффективной эквивалентной дозы $H_{эф}$ к амбиентной эквивалентной дозе от энергии фотонного излучения $H^*(10)$ для различной ориентации антропоморфного фантома в пучке излучения: 1 – излучение направлено перпендикулярно передней поверхности фантома; 2 – перпендикулярно задней поверхности фантома; 3 – перпендикулярно поверхности фантома, вращающегося вокруг вертикальной оси; 4 – перпендикулярно поверхности фантома, который вращается вокруг вертикальной и горизонтальной осей (изотропное излучение)

МКРЕ приводит результаты расчетов соотношения между эффективной эквивалентной дозой и амбиентной эквивалентной дозой, выполненные на антропоморфном фантоме для различных энергий фотонов. При этом эффективная эквивалентная доза рассчитывалась для различных условий облучения фантома при одном и том же значении амбиентной дозы. Результаты расчетов представлены на рис. 5.9. Как видно, значение амбиентной дозы при облучении

фантома направленным излучением со стороны груди приводит к значениям эффективной эквивалентной дозы, совпадающим с амбиентной эквивалентной дозой в пределах 20% в широком диапазоне энергий фотонов, начиная с нескольких десятков килоэлектронвольт. При всех других условиях облучения фантома эффективная доза меньше амбиентной из-за экранирования излучения фантомом. Таким образом, инструментальный контроль мощности амбиентной дозы по мнению МКРЕ не завышает и существенно не занижает значение мощности эффективной эквивалентной дозы при воздействии на человека фотонного излучения.

Аналогичные расчеты были сделаны для нейтронного излучения различных энергий. По заключению МКРЕ достаточно хорошее соответствие амбиентной дозы эффективной получается для медленных и быстрых нейтронов. Для нейтронов промежуточных энергий эффективная эквивалентная доза $H_{эф}$ существенно меньше амбиентной $H^*(10)$ [$H_{эф}$ составляет 0,15–0,4 $H^*(10)$]. Поэтому концепция контроля эквивалентной дозы промежуточных нейтронов требует совершенствования.

5.12. ПОЛЕВАЯ ДОЗА

Предложение использовать для инструментального контроля амбиентную эквивалентную дозу не является единственным. В СССР была предложена для характеристики поля излучения новая величина – полевая эквивалентная доза [4]. В отличие от амбиентной эквивалентной дозы, для определения которой в поле вводится шар диаметром 30 см (шаровой фантом МКРЭ, рис. 5.6), полевая эквивалентная доза определяется как эквивалентная доза в центре шара из тканезквивалентного вещества радиусом 10 мм, шар помещен в интересующую точку поля излучения, с центром в этой точке. Сравнение способов определения амбиентной и полевой эквивалентных доз иллюстрируется рис. 5.10.

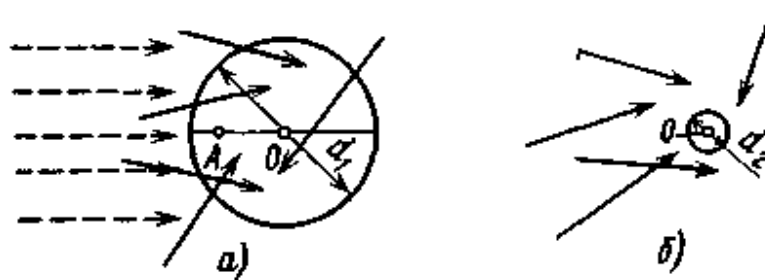


Рис. 5.10. Схема, иллюстрирующая определение амбиентной эквивалентной дозы и полевой эквивалентной дозы: а – амбиентная эквивалентная доза в точке O ($d_1 = 30$ см). Значение эквивалентной дозы определяется в точке A на глубине 10 мм от поверхности шара; б – полевая эквивалентная доза в точке O ($d_2 = 2$ см). Значение эквивалентной дозы определяется в центре шара: $\rightarrow$ – реальное излучение; $----\rightarrow$ – гипотетическое спрямлённое расширенное поле излучения

Целесообразность измерения этой величины в большей степени согласовывалась с концепцией радиационного контроля, принятой тогда в СССР, со-

гласно которой оценке подлежит индивидуальная максимальная эквивалентная доза в критическом органе.

Размер тканеэквивалентного шара, входящего в определение полевой эквивалентной дозы, выбран исходя из того, что минимальная глубина залегания основных критических органов тела человека составляет 10 мм, а форма выбрана из соображений изотропии. Для проникающих излучений максимальная эквивалентная доза локализуется обычно на этой глубине или же мало отличается от эквивалентной дозы на глубине 10 мм. Накопление вторичного излучения в теле человека может увеличивать максимальную эквивалентную дозу по сравнению с полевой, а самоэкранирование тела – уменьшить. Дозы тем не менее различаются из-за этих факторов обычно на коэффициент, не превышающий двух. Исключение составляют медленные и промежуточные нейтроны, для которых накопление вторичного γ -излучения очень велико. Дополнительные сведения о составе и энергетическо-угловом распределении излучения позволяют на практике уточнить переход от полевой к максимальной эквивалентной дозе.

5.13. КОЛЛЕКТИВНАЯ ДОЗА

Эквивалентная доза устанавливает соответствие между поглощенной дозой излучения и ожидаемым биологическим эффектом для данного человека; другими словами, она является мерой биологического действия индивидуальной дозы, полученной конкретными лицами. Следовательно, и ожидаемые биологические последствия связаны с конкретными лицами. Однако в случае облучения больших групп людей полезно давать оценку суммарного ожидаемого эффекта.

Широкое применение атомной энергии предопределяет, что некоторая часть населения профессионально связана с источниками ионизирующих излучений. Для нее установлены нормы предельных уровней облучения, которые гарантируют полную безопасность здоровья каждого работника. Современная противорадиационная защита обеспечивает непревышение этих уровней. Наряду с профессиональным облучением следует учитывать облучение больших групп людей и всего населения как от природных источников, так и от источников, созданных человеком. Примером может служить медицинское облучение. Добавка к естественному радиационному фону, обусловленная деятельностью людей, невелика, и практически важно учитывать влияние малого уровня облучения на большие группы населения. При облучении малыми дозами, незначительно превышающими естественный радиационный фон, можно ожидать лишь отдаленных последствий генетической или соматической природы; соматические эффекты проявляются непосредственно у облученных лиц, генетические – в последующих поколениях.

Особенность отдаленных последствий облучения заключается в том, что они носят стохастический характер и могут быть обнаружены лишь статистическими методами на популяционном уровне. Размер последствий облучения в этом случае определяется не только индивидуальной дозой, но и числом облученных лиц.

Пусть среди некоторой группы облученных лиц $N(D)dD$ есть число лиц, получивших дозу в интервале от D до $D+dD$. Тогда величина D_s представляет собой коллективную дозу

$$D_s = \int_0^{\infty} DN(D)dD. \quad (5.40)$$

Если в формуле (5.40) вместо $N(D)$ использовать плотность распределения дозы среди рассматриваемой группы лиц $\rho(D)$, то интеграл даст среднее значение дозы D , получаемой одним человеком:

$$\bar{D} = \int_0^{\infty} \rho(D)DdD. \quad (5.41)$$

В процессе облучения может изменяться как мощность дозы излучения, так и число облучаемых лиц. Если $N(\dot{D})$ есть распределение облучаемых лиц по мощности дозы в некоторый момент времени, то мощность коллективной дозы в этот же момент времени определяется интегралом:

$$\dot{D}_s = \int_0^{\infty} PN(\dot{D})d\dot{D}. \quad (5.42)$$

Для другого момента времени мощность коллективной дозы может измениться вследствие изменения как $\dot{D}$, так и распределения $N(\dot{D})$. Коллективная доза за некоторый интервал времени от t_1 до t_2 получается как результат интегрирования по времени выражения (5.42)

$$D_s = \int_{t_1}^{t_2} \dot{D}_s(t)dt \quad (5.43)$$

Коллективная доза, так же как и мощность дозы, может быть отнесена к любому числу облучаемых лиц. В предельном случае, когда рассматривается один человек, коллективная доза равна индивидуальной; в другом предельном случае, когда рассматриваются целые популяции вплоть до всего населения земного шара, коллективную дозу называют популяционной. Легко убедиться, что если в формуле (5.35) $N(D)$ отнести к большему числу людей, чем фактически подвергается облучению от данного источника, то значение коллективной дозы не изменится, поскольку учет лиц, которые не подвергаются облучению, дает нулевую добавку к интегралу в формуле (5.35). Это позволяет иногда заменять коллективную дозу популяционной.

Аналогично определяют *коллективную эквивалентную дозу*; для этого необходимо в формуле (5.35) вместо поглощенной дозы применять эквивалентную.

Коллективная доза и ее мощность особенно удобны для оценки действия конкретного источника при облучении больших групп людей. В качестве меры общего облучения популяции от данного источника может быть принята парциальная коллективная (или популяционная) доза. Такая коллективная доза D_s^{κ} , сформированная под действием определенного источника «к», есть интеграл за бесконечно большой промежуток времени от коллективной мощности дозы $\dot{D}_s^{\kappa}$, обусловленной тем же источником:

$$D_s^{\kappa} = \int_0^{\infty} D_s^{\kappa}(t) dt \quad (5.44)$$

Слово «парциальная» отражает тот факт, что доза связана с конкретным источником; при наличии нескольких источников общая доза равна сумме парциальных. Парциальная доза накапливается за все время действия источника и в этом смысле выступает как прогнозируемая, или ожидаемая, доза⁸.

Из формул (5.35) и (5.36) видно, что в качестве исходной выступает информация о распределении дозы среди рассматриваемой группы лиц. Эту информацию получают на основе данных дозиметрического контроля.

5.14. БИОЛОГИЧЕСКИ ЗНАЧИМАЯ ДОЗА

Чтобы количественно оценить ожидаемый биологический эффект при облучении больших групп людей, знания популяционной дозы недостаточно. Мы можем лишь сказать, что с увеличением популяционной дозы эффект возрастает. Мерой ожидаемого эффекта может служить так называемая биологически значимая доза. *Под биологически значимой дозой будем понимать такую дозу излучения, которая в случае, если бы она была получена каждым человеком данной группы (популяции), вызвала бы такие же биологические последствия, что и реальное распределение дозы.* В зависимости от рассматриваемого эффекта отдаленных последствий облучения можно говорить о генетически значимой дозе и соматически значимой дозе. Чтобы вычислить биологически значимую дозу по отношению к данному эффекту на основе распределения $N(D)$, необходимо задаться определенной моделью радиационного воздействия. При определении генетически значимой дозы учитывают ожидаемое число рождений у различных категорий населения; при определении соматически значимой дозы следует учитывать ожидаемую продолжительность жизни. Существуют различные способы учета этих факторов, по все они сводится к правильному выбору статистических весов, на которые надо умножить составляющие распределения $\rho(D)$.

5.15. ПОЛУВЕКОВАЯ ЭКВИВАЛЕНТНАЯ ДОЗА В ОРГАНЕ ИЛИ ТКАНИ

Облучение в поле действующего извне проникающего излучения сопровождается одновременной передачей энергии ткани. Облучение ткани инкорпорированными радионуклидами растянуто во времени, и передача энергии происходит по мере распада радионуклида. Распределение передачи энергии во времени изменяется в зависимости от физико-химической формы радионуклида и биокинетики его последующего поведения. Учитывая это распределение дозы во времени Комиссия рекомендует использовать полувековую эквивалентную дозу, которая представляет собой временной интеграл за время τ мощности эквивалентной дозы в отдельном органе, действующей на человека после поступ-

⁸ Определенная таким образом доза в зарубежной научной литературе называется the dose commitment

ления в организм радиоактивного вещества. Когда время интегрирования τ не задано, подразумевается 50-летний период для взрослых или 70-летний период для детей.

Полувековая эквивалентная доза определяется выражением

$$H_T(\tau) = \int_{t_0}^{t_0+\tau} \dot{H}_T(t) dt \quad (5.45)$$

для единичного поступления в момент времени t_0 , где $\dot{H}_T(t)$ – соответствующая мощность эквивалентной дозы в ткани или органе T в момент времени t ; τ – период времени, по которому интегрируют. При определении $H_T(\tau)$ τ указывают в годах.

5.16. ПОЛУВЕКОВАЯ ЭФФЕКТИВНАЯ ДОЗА

Если полувековые эквивалентные дозы в органах или тканях полученные в результате поступления радионуклидов, умножить на соответствующие весовые множители w_T , а затем просуммировать, то в результате будет получена полувековая эффективная доза

$$E(\tau) = \sum_T w_T H_T(\tau) \quad (5.46)$$

При определении $E(\tau)$ τ указывают как число лет, по которым проведено интегрирование. Ожидаемая доза (H_{cT} или E_c) – это инструмент для вычислений. Ее можно оценить и для критической группы, и для всего населения земного шара. Она представляет собой неопределенный интеграл по времени от мощности дозы ($\dot{H}_T$ или $\dot{E}$) на одного человека, связанной с определенным событием, таким, как практическая деятельность за единицу времени (например, за год деятельности):

$$H_{cT} = \int_0^{\infty} \dot{H}_T(t) dt \quad (5.47)$$

или

$$E_c = \int_0^{\infty} \dot{E}(t) dt \quad (5.48)$$

В случае практической деятельности, продолжающейся бесконечно с постоянной интенсивностью, максимальная среднегодовая мощность дозы ($\dot{H}_T$ или $\dot{H}_{\text{го}}$) на одного человека в будущем для определений группы людей будет равна ожидаемой дозе за один год практической деятельности независимо от изменений размера группы. Если практическая деятельность продолжается лишь какой-то период времени τ , то максимальная будущая среднегодовая мощность дозы на одного человека будет равна соответствующей усеченной ожидаемой дозе определяемой как

$$H_{cT}(\tau) = \int_0^{\tau} \dot{H}_T(t) dt \quad (5.49)$$

или как

$$H_c(\tau) = \int_0^{\tau} \dot{H}(t) dt \quad (5.50)$$

5.17. ГАММА-ПОСТОЯННАЯ. ГАММА-ЭКВИВАЛЕНТ РАДИЯ

Ранее, до перехода на единицы СИ, широко использовалась постоянная мощности экспозиционной дозы радионуклида Γ (гамма-постоянная радионуклида).

Гамма-постоянной радионуклида называется отношение мощности экспозиционной дозы $\dot{X}$, создаваемой фотонами с энергией больше заданного порогового значения δ от точечного изотропно излучающего источника данного радионуклида, находящегося в вакууме, на расстоянии r от источника, умноженной на квадрат этого расстояния, к активности A_0 источника:

$$\Gamma = \frac{\dot{X} r^2}{A_0}. \quad (5.51)$$

Единица гамма-постоянной – рентген-сантиметр в квадрате в час-миллиюри [$R \cdot cm^2 / (ч \cdot мКи)$].

Отказ от гамма-постоянной, определенной по мощности экспозиционной дозы, обусловлен изъятием из употребления в переходный период на единицы СИ экспозиционной дозы и производных от нее величин.

Гамма-постоянная характеризовала мощность экспозиционной дозы γ -излучения точечного изотропного радионуклидного источника, определенную для следующих стандартных условий: активности источника $A_0 = 1$ мКи и расстояния от источника до детектора $r = 1$ см.

До последнего времени широко использовалась на практике нестандартная величина – *радиевый гамма-эквивалент*, предназначенный для оценки поля γ -излучения в воздухе по экспозиционной дозе. Радиевый гамма-эквивалент часто называют гамма-эквивалентом. В этой величине в качестве стандартного принималось γ -излучение ^{226}Ra в равновесии с основными дочерними продуктами распада до RaC , RaC' , RaC'' включительно после фильтра из платины толщиной 0,5 мм.

Внесистемная единица радиевого гамма-эквивалента – *миллиграмм-эквивалент радия* (мг-экв Ra).

Миллиграмм-эквивалент радия равен радиевому гамма-эквиваленту радиоактивного источника, γ -излучение которого при данной фильтрации и тождественных условиях измерения создает такую же мощность экспозиционной дозы, как и γ -излучение 1 мг государственного эталона Ra в равновесии с основными дочерними продуктами распада при платиновом фильтре толщиной 0,5 мм. Известно, что 1 мг радия соответствует активности примерно $3,7 \cdot 10^7$ Бк или 1 мКи, а гамма-постоянная Ra в равновесии с основными дочерними продуктами распада после фильтра 0,5 мм Pt равна $8,4 R \cdot cm^2 / (ч \cdot мКи)$. Поэтому можно гамма-постоянную для ^{226}Ra в равновесии с основными продуктами рас-

пада после фильтра из платины толщиной 0,5 мм записать как $8,4 \text{ Р} \cdot \text{см}^2 / (\text{ч} \cdot \text{мг} \cdot \text{экв Ra})$. Тогда очевидно, что гамма-эквивалент m любого радиоактивного препарата активностью A_0 , мКи, можно определить через гамма-постоянную Γ , $\text{Р} \cdot \text{см}^2 / (\text{ч} \cdot \text{мКи})$, из соотношения

$$m = A_0 \Gamma / 8,4. \quad (5.52)$$

5.18. ОСНОВНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ В ДОЗИМЕТРИИ, ПРЕДЛАГАЕМЫЕ МКРЗ

МКРЗ активно поддерживала развернувшуюся в последние несколько лет дискуссию относительно того, как наилучшим образом отразить философские основы радиационной защиты в своих следующих рекомендациях, которые планируется опубликовать в 2005 г. Существующие рекомендации были первоначально изложены в Публикации 60 в 1990 г. и затем дополнялись в течение последующих 12 лет. Сейчас очевидно, что Комиссия должна свести воедино всю совокупность количественных величин, которые были рекомендованы приблизительно в десяти её отчетах. Это сделано в в т.н. «Меморандуме» Кларка, нынешнего председателя МКРЕ [9]. Там намечены пути разработки упрощенного и более последовательного документа по философии радиационной защиты для начала XXI века. Следует отметить, что какого-либо радикального пересмотра всё же не предусматривается, но проводится логически более строгое изложение современной политики в области радиационной защиты и упрощенное применение системы защиты.

Система радиационной защиты 1990 г., изложенная в Публикации 60 МКРЗ, разрабатывалась более 30 лет. За этот период она стала слишком сложной, так как МКРЗ пыталась рассмотреть множество ситуаций, для которых эта система применяется. Эта сложность – результат того, что система включала оправдание практической деятельности, оптимизацию защиты, в том числе использование дозовых ограничений и применение дозовых пределов для индивидуумов. Комиссия также посчитала необходимым применять рекомендации отдельно для профессионального и медицинского облучения, а также облучения населения. Такая комплексность логична, однако не всегда легко объяснить различия при применении рекомендаций для указанных выше видов радиационного воздействия.

Сейчас МКРЗ пытается сделать систему радиационной защиты более консолидированной и всеобъемлющей, признавая необходимость сохранения стабильности как международных, так и национальных регулирующих документов, во многих из которых лишь недавно были учтены Рекомендации 1990 г. Однако после 1990 г. были накоплены новые научные данные, а также намечаются сдвиги в развитии общества, что неизбежно приведет и к некоторым изменениям в формулировках Рекомендаций. Учитывая Публикацию 60, существует около 30 различных количественных величин "Ограничений", изложенных в 10 отчетах, комментирующих и развивающих существующие рекомендации МКРЗ.

В своих новых подходах МКРЗ сохраняет свою основную цель – способствовать установлению и применению соответствующих стандартов защиты человека, а теперь также непосредственно и других видов живых организмов. Это должно достигаться без неоправданного ограничения тех рациональных видов деятельности человека и образа его жизни, которые ведут к облучению или повышению дозы облучения.

В определении эффективной дозы будут пересмотрены взвешивающие радиационный и тканевой факторы. Будет включена более ясная философия об облучении от естественного радиационного фона и строго описана политика в области радиационной защиты окружающей среды.

Комиссия использует термин взвешенная средняя поглощенная доза для органа или ткани. Она больше не использует термин "эквивалентная доза", чтобы избежать путаницы с термином "эквивалент дозы" при переводе на другие языки. Простое осреднение справедливо лишь в диапазоне дозы, в котором применима пропорциональная зависимость доза-эффект. Комиссия не предлагает отказаться от использования эффективной дозы в том виде, как она даётся сейчас формулой (5.39).

Необходимо, однако, пересмотреть основу, используемую для выведения числовых значений как тканевого, так и радиационного взвешивающих факторов. Из последнего отчета Рабочей группы Комитета 1 МКРЗ явствует, что значения W_R для протонов и нейтронов могут потребовать пересмотра. В отчете НКДАР ООН 2001 г. приводятся более низкие оценки риска наследственных дефектов, и ещё одна Рабочая группа Комитета 1 разрабатывает сейчас предложения по упрощению метода, в котором риски возникновения рака применяются для установления значений W_T .

Следует отметить, что эффективная доза должна использоваться как количественное понятие в защите и поэтому не должна применяться в эпидемиологических оценках, равно как и в каких-то конкретных исследованиях облучения человека. Здесь скорее следует применять поглощенную дозу с использованием биокинетических данных, биологической эффективности, а также числового значения факторов риска.

Подводя итог, можно сказать, что процесс формирования дозиметрических единиц в настоящее время весьма далёк от своего завершения.

5.19. ПРОБЛЕМА АДЕКВАТНОСТИ В ДОЗИМЕТРИИ

5.19.1. Сущность проблемы адекватности

Одна из важнейших задач дозиметрии, связанная с воздействием излучения на объекты живой и неживой природы, – установление зависимости между измеряемыми физическими величинами Q_i и выходом наблюдаемого радиационно-индуцированного эффекта η :

$$\eta = F(Q_i), \quad (5.53)$$

где $F(Q_i)$ – некоторая функция одной или комбинации нескольких физических величин Q_i .

Выход радиационно-индуцированного эффекта есть результат преобразования энергии излучения при его взаимодействии с веществом. Рассмотрим последовательность процессов, приводящих к некоторому наблюдаемому эффекту (рис. 5.11).

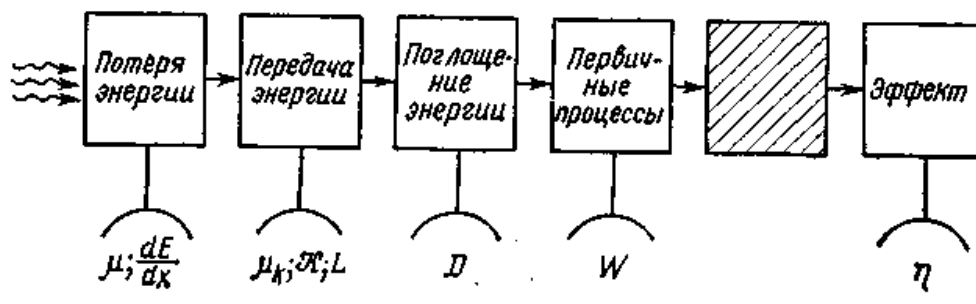


Рис. 5.11. Последовательность процессов, приводящих к радиационно-индуцированному эффекту

Первичное излучение, поле которого характеризуется функционалом $\phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$, теряет в облучаемом объекте энергию ΔE ; процесс потери энергии можно охарактеризовать сечениями взаимодействия и тормозной способностью вещества. Потерянная энергия в общем случае не равна энергии, переданной веществу; процесс передачи энергии характеризуется своим коэффициентом передачи μ_k и ЛПЭ излучения, а количественной мерой переданной энергии служит керма. Часть переданной энергии в пределах выделенного объема вещества формирует поглощенную энергию излучения, количественно выражаемую дозой D .

Поглощенная энергия излучения является первопричиной всех последующих классов, однако, как мы знаем, это не означает, что при равенстве поглощенной энергии в различных условиях облучения обязательно будут равны выходы радиационно-индуцированного эффекта даже для одного и того же облучаемого объекта. Многие первичные процессы, развивающиеся вслед за поглощением энергии, хорошо изучены (например, ионизация и возбуждение атомов вещества), и выход некоторых из них однозначно связан с дозой излучения. Однако за первичными процессами возможна сложная цепочка физических, химических и биологических превращений, приводящих в конечном итоге к наблюдаемому эффекту η . Механизм этих превращений не всегда известен, а их точное описание часто невозможно. На рисунке они заключены в «черный ящик».

Установить связь по формуле (5.53) возможно лишь тогда, когда измеряемые дозиметрические величины однозначно определяют выход радиационно-индуцированного эффекта в заданном объекте в конкретных условиях его облучения. Возникает необходимость применять целый набор физических величин, характеризующих поле излучения или взаимодействие излучения с веществом, из которых в зависимости от условий облучения выбирают те, которые представляются наиболее адекватной мерой радиационно-индуцированного

эффекта. В этом смысле мы говорим, что дозиметрия должна быть адекватной условиям радиационного воздействия и его ожидаемым последствиям. Было бы идеальным указать способ измерения одной единственной универсальной физической величины, которая удовлетворяла бы указанным требованиям. Как мы знаем, такой величины, инвариантной к разнообразным условиям облучения, различным видам облучаемого объекта, разнообразию радиационных эффектов, нет, и более того, по-видимому, не существует в природе.

Функциональная зависимость (5.53) лежит в основе любых дозиметрических измерений. Выбор величины Q_i подчиняется требованию адекватности. Это можно проследить на примере развития дозиметрии и усложнения ее задач в аспекте радиационной безопасности по мере накопления наших знаний о биологическом действии ионизирующих излучений.

До пуска первого ядерного реактора (1942 г.) основным видом ионизирующих излучений, используемых человеком, были рентгеновское излучение и γ -излучение радия. Представление о том, что поглощенная энергия достаточно полно характеризует биологический эффект облучения, определило основную задачу дозиметрии в тот период: определение поглощенной энергии в облучаемом объекте на основании измерения ионизационного эффекта излучения в воздухе. Была развита концепция измерения дозы излучения в единицах «рентген».

Появление новых источников ионизирующих излучений (реакторы, ускорители) привело к необходимости дифференцированного подхода к дозиметрии различных видов излучения. Ионизационный эффект не мог служить однозначной мерой поглощенной энергии всех видов излучения, и было введено понятие поглощенной дозы. К этому времени уже установили, что биологический эффект облучения определяется не только поглощенной энергией, но и другими физическими факторами, и прежде всего ЛПЭ ионизирующих частиц. В целях учета особенностей биологического действия различных видов излучений было введено понятие относительной биологической эффективности (ОБЭ). Это привело к концепции биологической дозы и вызвало к жизни новую дозиметрическую величину – биологический эквивалент рентгена (бэр).

На этой стадии развития дозиметрии возникла необходимость различать задачи, связанные с обеспечением радиационной безопасности, и чисто радиобиологические аспекты дозиметрии. Устанавливаются регламентированные значения ОБЭ для разных видов излучения в зависимости от ЛПЭ заряженных частиц – коэффициент качества. Во многих случаях для оценки радиационной опасности знания поглощенной энергии и коэффициента качества практически достаточно. Это обеспечивает правомерность концепции поглощенной дозы. Таким образом, задачей экспериментальной дозиметрии в области радиационной защиты является определение дозы излучения и действующего коэффициента качества.

Относительная биологическая эффективность определяется в конкретных условиях радиобиологического эксперимента, и установление связи между ОБЭ и ЛПЭ возможно, если известен спектр частиц по ЛПЭ. Если такая связь установлена, то, измеряя распределение дозы излучения по ЛПЭ ионизирующих частиц, можно количественно определить биологический эффект. Таким обра-

зом, задачей экспериментальной дозиметрии становится измерение распределения дозы по ЛПЭ внутри облучаемого объекта.

Примером технических средств для решения этой задачи могут служить сферический пропорциональный счетчик (рис. 13.4) или система детекторов, чувствительность которых зависит от ЛПЭ. Зная распределение дозы по ЛПЭ, легко установить коэффициент качества, поэтому задачу дозиметрии в области противорадиационной защиты следует рассматривать как частный случай более общей задачи определения спектра дозы по ЛПЭ.

Современное состояние радиобиологии требует еще более детальной информации о процессе передачи энергии в биологическом объекте. Знание спектра дозы по ЛПЭ может оказаться недостаточным для анализа тонких механизмов, определяющих, реакцию биологического объекта на облучение. Возникает необходимость в количественной оценке энергии, передаваемой таким микроструктурам, как живая клетка и даже отдельные ее части. Количественную оценку переданной энергии в таких микрообъемах нельзя производить, с помощью макроскопических значений дозы и ЛПЭ. Возникает качественно новая область дозиметрии – микродозиметрия, в задачу которой входит определение переданной энергии и ее распределения в таких микрообъемах, для которых неприменима концепция поглощенной дозы. Предметом измерения здесь являются энергия, переданная в единичных актах взаимодействия излучения с веществом, и ее флуктуации.

Итак, в зависимости от поставленной задачи необходимо определять либо поглощенную энергию излучения в заданном объеме вещества, либо распределение этой энергии по ЛПЭ (ЛПЭ-спектр), либо спектр энергопоглощения в отдельных событиях передачи энергии. Соответствующие физические величины непосредственно в измерении относятся к некоторому модельному объему, в качестве которого выступает чувствительный объем дозиметрического детектора.

Можно, следовательно, представить, что в обобщенном виде задача экспериментальной дозиметрии сводится к измерению физических величин, характеризующих процесс передачи энергии излучения веществу в пределах модельного объема, размер которого связан с видом измеряемой величины. Это позволяет систематизировать задачи дозиметрии на основе критериев малости модельного объема. В табл. 13.1 приведен вариант такой систематизации. В ней прослеживается определенная иерархия: измерение поглощенной энергии выступает как частный случай ЛПЭ-метрии, которая в свою очередь является частным случаем микродозиметрии.

По отношению к заданному определенному модельному объему условия облучения могут различаться лишь качеством излучения и временным режимом облучения. Однако на практике по отклику детектора, по измеряемой физической величине необходимо судить о последствиях воздействия излучения на другие объекты или их составные части (например, на различные органы и ткани в живом организме) – такова конечная цель. Вот тут-то и сказывается упомянутое выше все многообразие как условий облучения, так и параметров облучаемых объектов. При этих условиях адекватность в дозиметрии остается актуальной и не до конца решенной проблемой.

Таблица 13.1. Систематика задач дозиметрии

Определяемая величина	Критерий малости элементарного объема	Практическое приложение	Примеры экспериментальных средств
Поглощенная энергия	Достаточно мал, чтобы было равномерное распределение дозы, но достаточно велик, чтобы была применена концепция поглощенной дозы	Дозиметрия фотонного излучения для целей радиационной защиты; клиническая дозиметрия; технологическая дозиметрия; радиометрия смешанного излучения	Стеночные ионизационные камеры; химические дозиметры; люминесцентные дозиметры и т.п.
Распределение поглощенной энергии по ЛПЭ	Достаточно мал, чтобы считать, что для каждой ионизирующей частицы ЛПЭ остается постоянным, и достаточно велик, чтобы пренебречь флуктуациями в передаче энергии отдельными частицами	Дозиметрия любого вида излучения для целей радиационной защиты; дозиметрия для радиобиологических исследований	Сферический пропорциональный счетчик; набор де-текторов, чувствительных к ЛПЭ; рекомбинационная камера; жидкостные камеры
Энергия, передаваемая ионизирующей частицей в отдельных актах взаимодействия с атомами среды	Настолько мал, что становятся существенными флуктуации энергии, переданной в пределах элементарного объема	Радиобиология; изучение таких реакций облучаемого объекта, которые определяются передачей энергии чувствительным микрообъемам; микродозиметрия	Сферический пропорциональный счетчик пониженного давления

Можно представить себе следующие пути ее решения: 1) наращивание числа дозиметрических величин с приближением его к числу возможных на практике радиационных ситуаций; 2) расширение инвариантности ограниченного числа дозиметрических величин путем их модификации и применения в различных сочетаниях; 3) создание искусственных условий измерения, для которых может быть найдено небольшое число измеряемых дозиметрических величин, инвариантных к изменению типичных и наиболее важных условий облучения, встречающихся на практике; имитация в измерительной процедуре реальных условий.

Первый путь представляется бесперспективным. Дозиметрия на этом пути развития может просто «захлебнуться» в своем собственном многообразии. Второй и третий пути уже являются объектом научного поиска и частично реализуются. Типичный пример модифицированной дозиметрической величины – эквивалентная доза, совокупность принципов и методов измерения которой составляет предмет эквидозиметрии. Примером совокупного применения различных физических величин может служить формула (13.34), связывающая несколько физических величин (моменты) с выходом эффекта.

Третий путь – имитация реальных условий – предусматривает применение фантомов. Фантом – это математическая или физическая модель, имитиру-

ющая характеристики радиационного взаимодействия с реально облучаемым объектом.

В дальнейшем мы еще вернемся к вопросам модификации дозиметрических величин и фантомного моделирования, а сейчас подробнее ознакомимся с природой дозиметрических величин.

5.19.2. Два класса дозиметрических величин

Пространственное, угловое и энергетическое распределение плотности потока частиц в каждый момент времени $\phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ является фундаментальным и полным описанием поля излучения. Зная функционал $\phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ в заданной точке пространства, определяемой радиусом-вектором $\vec{r}$, можно для этой точки рассчитать любую дозиметрическую величину, а также отклик дозиметрического детектора, помещенного в эту точку. Здесь мы имеем в виду исходное радиационное поле, свободное от каких-либо возмущений; воздействие этого поля на данный объект мы и называем облучением.

К первому классу дозиметрических величин отнесём такие, которые относятся к некоторой точке исходного поля. Это базовые (экспозиционная доза, керма, доза излучения) и нормируемая величина – эквивалентная доза. Сюда относятся все величины, которые описывают невозмущенное исходное радиационное поле. Все величины этого класса относятся к элементарному объему любого вещества, помещенного в заданную точку. Слово «элементарный» в данном случае указывает, что этот объем с его содержимым не искажает исходное радиационное поле. Допустим, нас интересует эквивалентная доза в тканеэквивалентном веществе в условиях энергетического равновесия в заданной точке поля нейтронного излучения. Зная законы и сечения взаимодействия нейтронов с веществом различного состава, можно по известному значению функционала $\phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ найти керму для тканеэквивалентного вещества, а также состав и энергию частиц, формирующих керму. Следовательно, нам известно ЛПЭ-распределение кермы, поскольку энергия данного типа заряженной частицы однозначно связана с ее ЛПЭ.

В условиях энергетического равновесия при малых потерях на тормозное излучение керма равна поглощенной дозе, а ЛПЭ-распределение кермы равно дозовому ЛПЭ-спектру. ЛПЭ в свою очередь определяет значение коэффициента качества рассматриваемого излучения. Этих данных достаточно для вычисления искомой эквивалентной дозы. ЛПЭ-спектр можно непосредственно измерить, поместив в данную точку детектор ЛПЭ-спектрометра, что также позволяет найти эквивалентную дозу.

И при вычислениях, и при измерениях в данном случае важно обеспечить получение результата, который относился бы к данной точке при условии, что исходное поле не искажается. Найденная таким образом дозиметрическая величина будет относиться к первому классу величин, т.е. таких величин, которые полностью определяются характеристиками исходного поля излучения. Они формируются в процессе преобразования энергии ионизирующего излучения в веществе и связаны между собой так, как показано на рис. 13.6.

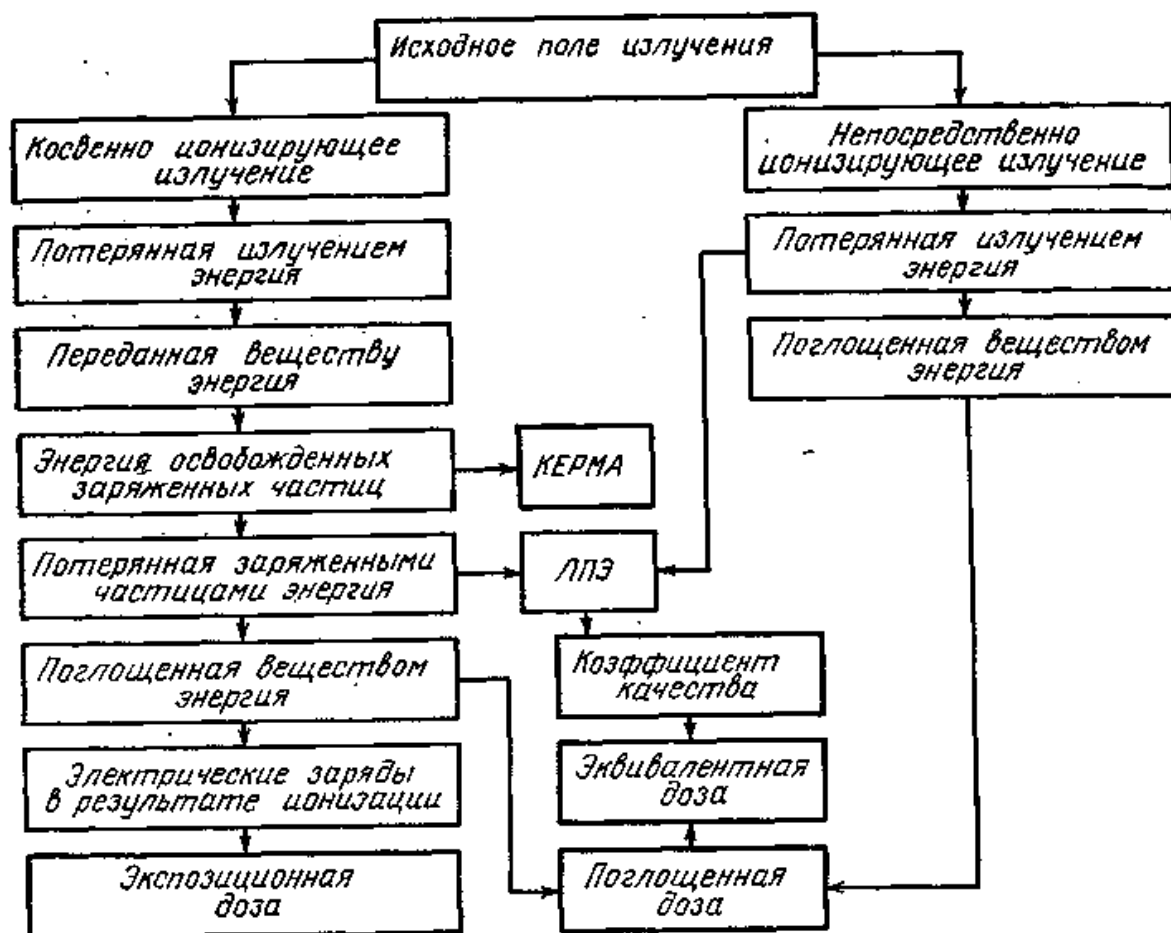


Рис. 13.6. Схема формирования дозиметрических величин, полностью определяемых характеристиками исходного поля излучения

Теперь рассмотрим другой класс дозиметрических величин, которые назовем *фантомно-зависимыми*. Это такие величины, которые связаны с фантомом и относятся либо к фантому в целом, либо к заданной точке в фантоме. Они формируются в результате помещения фантома в исходное радиационное поле, которое при этом деформируется. На фантомно-зависимые величины влияют не только характеристики исходного поля, но и размеры, геометрия и состав фантома. К этому классу дозиметрических величин можно отнести также те, которые формируются внутри живого организма.

Ранее мы рассмотрели в качестве примера формирование эквивалентной дозы, которую определяли для тканеэквивалентного материала в некоторой точке исходного радиационного поля. Допустим теперь, что нас интересует эквивалентная доза для тканеэквивалентного материала в некоторой точке внутри, например, полиэтиленового шара, помещенного в исходное радиационное поле. Полиэтиленовый шар в данном случае является фантомом. Рассмотренную ранее процедуру определения эквивалентной дозы можно применить и здесь, если за основу взять реальное радиационное поле, сформированное в заданной точке внутри фантома. Понятно, что изменение размера, формы или состава фантома обуславливает изменение этого реального поля и, следовательно, изменение искомой дозиметрической величины, хотя исходное радиационное

поле остается неизменным. В данном случае мы имеем дело с фантомно-зависимой эквивалентной дозой.

Типичная фантомно-зависимая величина – эффективная эквивалентная доза. К этому классу величин относится доза в критическом органе, а также связанный с фантомом показатель (индекс) дозы, с которым подробнее мы познакомимся дальше. К фантомно-зависимым величинам относятся операционные дозиметрические величины: направленная эквивалентная доза $H'(0,07; \vec{\omega})$, амбиентная доза $H^*(10)$, индивидуальная эквивалентная доза (поверхностная) $H_s(0.07)$, индивидуальная эквивалентная доза (проникающая), $H_p(10)$.

Дозиметрические величины первого класса по существу являются дозиметрическими характеристиками исходного поля излучения. Лишь в отдельных частных случаях они могут служить адекватной мерой радиационного воздействия. Однако они удобны, сравнительно легко определяются инструментальными методами.

Фантомно-зависимые дозиметрические величины расширяют возможности предсказания радиационно-индуцированного эффекта. Проблема заключается в своеобразной оптимизации набора этих величин, обеспечивающей их максимальную адекватность при минимально возможном их числе.

Деление дозиметрических величин на базисные и фантомно-зависимые в значительной степени условно. Правомерно, по-видимому, рассматривать базисные величины как частный случай фантомно-зависимых: при непрерывном уменьшении объема фантома до нуля значение фантомно-зависимой дозиметрической величины приближается к значению соответствующей базисной величины. Тем не менее такое деление удобно как в теоретическом, так и в практическом плане.

Фантомно-зависимые дозиметрические величины, используемые для обеспечения противорадиационной защиты, должны адекватно выражать радиационную опасность. Можно указать следующие условия, выполнение которых обеспечивает необходимую адекватность: применимость дозиметрической величины к различным видам ионизирующего излучения; возможность вычисления дозиметрической величины по известному флюенсу; возможность ее практического измерения; возможность сопоставления дозиметрической величины с нормативными величинами, установленными нормами радиационной безопасности; аддитивность дозиметрической величины в том смысле, что результат ее измерения или вычисления в многокомпонентном поле излучения (различные виды излучения, различный спектральный состав, различное угловое распределение и т.п.) должен равняться сумме значений этой величины для каждого компонента в отдельности.

Первоначально в качестве фантомов использовали емкости, наполненные водой. Такие водные фантомы применяли для получения глубинных доз рентгеновского излучения. Широко известны таблицы глубинных доз Н. Г. Гусева и А. Н. Кронгауза, которые позволяют по экспериментальному значению экспозиционной дозы в исходном поле найти экспозиционную дозу на заданной глубине тканеэквивалентного материала; предполагается при этом, что вода эквивалентна живой ткани по эффективному атомному номеру.

Интенсивное исследование фантомов для целей адекватной нейтронной дозиметрии берет начало в 50-е годы. Одним из первых использовали плоскопараллельный фантом, представляющий собой пластину из тканеэквивалентного материала толщиной 30 см. Площадь боковой поверхности пластины выбирали такой, чтобы фантом можно было считать бесконечно протяженным с точки зрения формирования радиационного поля. Позже были исследованы цилиндрический фантом диаметром 30 и высотой 60 см, а также сферический фантом диаметром 30 см.

Один из подходов в развитии адекватной дозиметрии заключается в том, чтобы в качестве представительных рассматривать дозиметрические величины, которые в пределах фантома принимают максимальное значение. Типичной такой величиной является показатель эквивалентной дозы – ПЭД, который определяется как максимальное значение эквивалентной дозы внутри фантома МКРЕ – шара из тканеэквивалентного материала диаметром 300 мм. В шаре, как уже упоминалось в разд. 4, выделяют три слоя: а) внешний толщиной 0,07 мм, имитирующий наружный слой кожи, состоящий из мертвых клеток; б) следующий слой на глубине от 0,07 до 10 мм; максимальную эквивалентную дозу в этом слое называют поверхностным показателем эквивалентной дозы; в) ядро шара, ограниченное сферой диаметром 280 мм, центр которой совпадает с центром шара; максимальную эквивалентную дозу в ядре называют глубинным показателем эквивалентной дозы.

Поверхностный ПЭД принимают в качестве представительной дозиметрической величины при оценке радиационного воздействия на кожу; глубинный ПЭД дает оценку радиационного воздействия на внутренние органы и ткани человека.

Эквивалентная доза, как мы знаем, есть произведение поглощенной дозы на весовые коэффициенты излучения. В общем случае максимальные значения коэффициента качества и поглощенной дозы могут находиться в разных точках шара, в результате чего положения максимума поглощенной дозы и эквивалентной дозы не обязательно совпадают.

Связь ПЭД с величинами, характеризующими радиационную опасность, неоднозначна. На рис. 13.7 показана типичная зависимость отношения эффективной эквивалентной дозы к эквивалентной дозе на глубине 10 мм для только что описанного фантома от энергии излучения в поле фотонного (кривая *y*) и нейтронного (кривая *n*) излучений. Проявляется заметная зависимость как от вида, так и от энергии излучения.

Для однородных фантомов простой геометрии (пластина, цилиндр, сфера) представительность показателя дозиметрической величины снижается из-за нарушения аддитивности, поскольку координата точки, в которой данная дозиметрическая величина максимальна, зависит от вида и энергии излучения. Так, для нейтронов в диапазоне энергий 20 кэВ– 15 МэВ эквивалентная доза максимальна на глубине около 1 см от поверхности как для цилиндрического; так и для сферического фантомов. При более низких энергиях максимальное значение эквивалентной дозы смещается в слой от 3 до 5 см. Для тканеэквивалентной пластины толщиной 30 см в пучке нейтронов с энергией 60 МэВ макси-

мальная эквивалентная доза находится на глубине 10 см, а при энергиях выше 400 МэВ эквивалентная доза максимальна на выходе пучка из фантома.

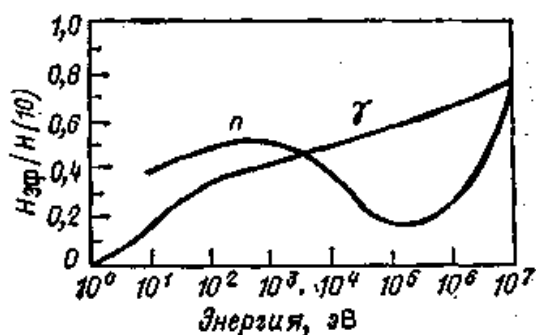


Рис. 13.7. Типичная зависимость отношения эффективной эквивалентной дозы $H_{эф}$ к эквивалентной дозе $H^p(10)$ на глубине 10 мм для шарового фантома МКРЕ от энергии излучения в поле фотонного (кривая γ) и нейтронного (кривая n) излучений

Все сказанное позволяет сделать заключение, что применение простых однородных фантомов на современном уровне знаний о закономерностях поведения в них таких величин, как поглощенная доза и эквивалентная доза, не решает еще проблемы адекватности в дозиметрии. Более широкие возможности открываются при использовании гетерогенных конфигурационных фантомов, имитирующих не только состав, но и форму облучаемого объекта. В этом направлении проводятся интенсивные исследования, описанные в специальной литературе.

Таблица 5.7. Соотношение между единицами дозиметрических величин в системе СИ и внесистемными единицами

Величина	Название, обозначение и определение					Соотношение между единицами
	Единица СИ			Внесистемные единицы		
Актив-ность	А	Бк	Беккерель, равный одному распаду в секунду (расп./с)	Ки	Кюри, равно $3,7 \times 10^{10}$ распадов в секунду	$1 \text{ Бк} = 1 \text{ расп./с} = 2,703 \cdot 10^{-11} \text{ Ки}$ $1 \text{ Ки} = 3,7 \times 10^{10} \text{ расп./с} = 3,7 \times 10^{10} \text{ Бк}$
Поглощенная доза	Д	Гр	Грей – поглощенная доза излучения, соответствующая энергии 1 Дж ионизирующего излучения любого вида, переданной 1 кг облученного вещества	рад	Рад соответствует поглощенной энергии 100 эрг на 1 г вещества	$1 \text{ Гр} = 1 \text{ Дж/кг} = 10^4 \text{ эрг/г} = 100 \text{ рад}$ $1 \text{ рад} = 100 \text{ эрг/г} = 1 \times 10^{-2} \text{ Дж/кг} =$

Величина	Название, обозначение и определение					Соотношение между единицами
	Единица СИ			Внесистемные единицы		
Экспозиционная доза	Х	Кл/кг	Кулон на килограмм – экспозиционная доза фотонного излучения, при которой корпускулярная эмиссия в сухом атмосферном воздухе массой 1 кг производит ионы, несущие заряд каждого знака, равный 1 Кл	Р	Рентген – доза фотонного излучения, при которой корпускулярная эмиссия, возникшая в 1 см ³ воздуха, создает ионы, несущие 1 СГСЕ количества электричества каждого знака.	$1 \text{ Кл/кг} = 3,88 \times 10^3 \text{ Р}$ $1 \text{ Р} = 2,58 \cdot 10^{-4} \text{ Кл/кг}$
Эквивалентная доза	Н	Зв	Зиверт – эквивалентная доза любого вида излучения, поглощенная в 1 кг биологической ткани, создающая такой же биологический эффект, как и поглощенная доза в 1 Гр фотонного излучения	бэр	бэр – энергия любого вида излучения, поглощенная в 1 г ткани, при которой наблюдается тот же биологический эффект, что и при поглощенной дозе в 1 рад фотонного излучения	$1 \text{ Зв} = 1 \text{ Гр/К} = (1 \text{ Дж/кг})/\text{К} = 100 \text{ бэр}$ $1 \text{ бэр} = (1 \text{ рад})/\text{К} = (1 \times 10^{-2} \text{ Дж/кг})/\text{К} = 1 \times 10^{-2} \text{ Гр}$
Керма	К	Кр	Грей равен керме, при которой суммарная кинетическая энергия заряженных частиц, освобожденных в 1 кг вещества в поле косвенно ионизирующего излучения, равна 1 Дж	рад	Керма – кинетическая энергия в радах, переданная заряженным частицам, образованным ионизирующим излучением в единице массы облучаемой среды	$1 \text{ Гр} = 1 \text{ Дж/кг} = 10^4 \text{ эрг/г} = 100 \text{ рад}$ $1 \text{ рад} = 100 \text{ эрг/г} = 1 \times 10^{-2} \text{ Дж/кг} = 1 \times 10^{-2} \text{ Гр}$
Мощность поглощенной дозы	Д	Гр/с	Грей в секунду, равный одному джоулю на килограмм в секунду	рад/с	Рад в секунду	$1 \text{ гр/с} = 1 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{с}) = 1 \times 10^2 \text{ рад/с}$ $1 \text{ рад/с} = 1 \times 10^{-2} \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{с}) = 1 \times 10^{-2} \text{ Гр/с}$

Величина	Название, обозначение и определение					Соотношение между единицами
	Единица СИ			Внесистемные единицы		
Мощность экспозиционной дозы	X	Кл/(кг·с)	Кулон на килограмм в секунду	Р/с	Рентген в секунду	$1 \text{ Кл}/(\text{кг}\cdot\text{с}) = 3,88\times10^{-3} \text{ Р/с}$ $1 \text{ Р/с} = 2,58\times10^{-4} \text{ Кл}/(\text{кг}\cdot\text{с})$
Мощность эквивалентной дозы	H	Зв/с	Зиверт в секунду	бэр/с	Бэр в секунду	$1 \text{ Зв/с} = 100 \text{ бэр/с}$ $1 \text{ бэр/с} = 1\times10^{-2} \text{ Зв/с}$
Направленная эквивалентная доза	H'(d)	Зв	Операционная величина для зонного мониторинга слабопроникающего излучения, получившая название направленная эквивалентная доза $H'(0,07; \vec{\omega})$ в заданной точке реального поля. Она представляет собой, эквивалентную дозу, которая образовалась бы соответствующим расширенным полем излучения в шаровом фантоме МКРЕ на глубине d=0,07мм по радиусу в заданном направлении $\vec{\omega}$, т.е. ориентированному навстречу полю	-	-	
Амбиентная эквивалентная доза	H*(d)	Зв	Эквивалентная доза которая образовалась бы соответствующим спрямленным и расширенным полем излучения в шаровом фантоме МКРЕ на глубине d = 10 мм по радиусу-вектору, противоположному направлению спрямленного поля, H*(10) представляет собой консервативную оценку эффективной дозы	-	-	
Индивидуальная эквивалентная доза (поверхностная)	H _s (d)	Зв	Операционная величина для индивидуальной дозиметрии слабо проникающего излучения. Определяется как эквивалентная доза в МКРЕ мягкой ткани на глубине d = 0,07 мм в теле в месте ношения индивидуально-го дозиметра.	-	-	

Величина	Название, обозначение и определение					Соотношение между единицами
	Единица СИ			Внесистемные единицы		
Индивидуальная эквивалентная доза (проникающая)	$H_p(d)$	Зв	Операционная величина для индивидуальной дозиметрии слабо проникающего излучения. Она определяется как эквивалентная доза в МКРЕ мягкой ткани на глубине $d = 10$ мм в теле в месте ношения индивидуально-го дозиметра.	-	-	
Гамма-постоянная	Γ	$\text{аКл} \cdot \text{м}^2 / (\text{кг} \cdot \text{с} \cdot \text{Бк})$	Гамма-постоянная $\Gamma_{\text{СИ}}$ радионуклида – мощность экспозиционной дозы в воздухе, создаваемой радионуклидом активностью 1 Бк на расстоянии 1 м без начальной фильтрации.	$\text{Р} \cdot \text{с} \cdot \text{м}^2 / (\text{ч} \cdot \text{мКи})$	Гамма-постоянная Γ радионуклида – мощность экспозиционной дозы, Р/ч, создаваемой радионуклидом активностью 1 мКи на расстоянии 1 см без начальной фильтрации.	$\Gamma_{\text{СИ}}, 1 \text{ аКл} \cdot \text{м}^2 / (\text{кг} \cdot \text{с} \cdot \text{Бк}) = 0,1939 \Gamma, 1 \text{ Р} \cdot \text{с} \cdot \text{м}^2 / (\text{ч} \cdot \text{мКи}) \Gamma, \text{Р} \cdot \text{с} \cdot \text{м}^2 / (\text{ч} \cdot \text{мКи}) = 5,1573 \Gamma_{\text{СИ}}, \text{аКл} \cdot \text{м}^2 / (\text{кг} \cdot \text{с} \cdot \text{Бк})$

6. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ДОЗИМЕТРИИ ФОТОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

6.1. ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЭНЕРГИИ ФОТОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ВЕЩЕСТВЕ

6.1.1. Фотоэффект

При прохождении фотонного излучения через вещество происходит преобразование энергии фотонов в элементарных актах их взаимодействия с атомами и электронами среды. В области средних энергий фотонов (примерно до 10 МэВ) наиболее существенное значение имеют фотоэффект, комптон-эффект и эффект образования пар.

При фотоэлектрическом взаимодействии фотон поглощается атомом и освобождается фотоэлектрон (рис. 6.1). Если энергия фотона E_γ превосходит энергию связи K -электронов (для разных элементов равна от 10 до 140 кэВ), фотоэлектрическое поглощение с большей вероятностью происходит на K -оболочке. При меньшей энергии наиболее вероятно освобождение тех электронов, которые имеют наибольшую энергию связи E_i (энергия ионизации L -оболочки E_L не превышает всего 30 кэВ, остальные оболочки имеют ещё меньшие значения энергии ионизации), однако в любом случае должно соблюдаться условие $E_\gamma \geq E_i$. Баланс энергии при фотоэлектрическом поглощении имеет вид

$$E_\gamma = E_i + E_e, \quad (6.1)$$

где E_e – кинетическая энергия вылетевшего электрона.

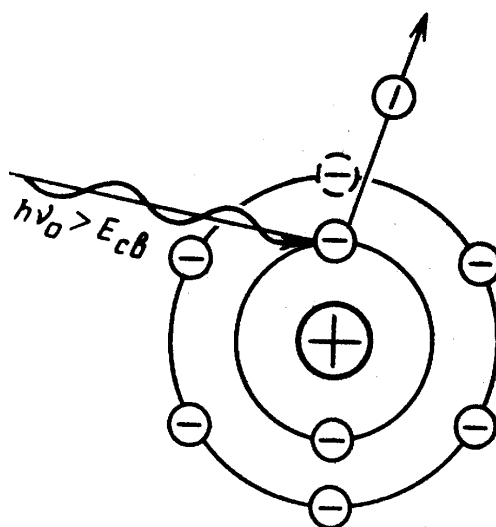


Рис. 6.1. Схема фотоэффекта

Вылетевший из атома электрон освобождает место на соответствующем энергетическом уровне, которое может быть занято менее связанным электроном; при этом выделится квант характеристического излучения. При переходе менее связанных электронов на вакантные уровни избыток энергии может непосредственно привести к вылету из атома одного из электронов верхних оболочек (эффект Оже).

Таким образом, при фотоэффекте часть энергии первичных фотонов преобразуется в кинетическую энергию электронов (фотоэлектроны и электроны Оже), а часть – в энергию характеристического излучения. Если линейный коэффициент фотоэлектрического поглощения обозначить τ , то можно написать

$$\tau = \tau_k + \tau_s, \quad (6.2)$$

где τ_k – часть коэффициента фотоэлектрического поглощения, характеризующая преобразование энергии первичных фотонов в кинетическую энергию электронов; τ_s – часть коэффициента фотоэлектрического поглощения, характеризующая преобразование энергии первичных фотонов в энергию характеристического излучения.

Следует отметить, что основную роль в фотоэффекте играют электроны К-оболочки – 80% от полного сечения фотоэффекта.

Вдали от скачков поглощения со стороны коротких длин волн (высоких энергий) роль τ_s незначительна и можно положить $\tau \approx \tau_k$. Доля τ_s велика вблизи скачков поглощения, и в том случае, если энергия первичного фотона равна энергии связи вылетевшего электрона, $\tau \approx \tau_s$. Чем тяжелее материал поглотителя, тем существеннее роль τ_s , однако в большинстве практически важных для дозиметрии случаев можно считать, что при фотоэффекте вся энергия первичного фотона преобразуется в кинетическую энергию фотоэлектронов.

6.1.2. Комптон-эффект

В случае комптон-эффекта часть энергии первичных фотонов преобразуется в кинетическую энергию электронов отдачи, а часть – в энергию рассеянных фотонов (рис. 6.2). Обозначив σ линейный коэффициент комптоновского взаимодействия, напишем

$$\sigma = \sigma_k + \sigma_s, \quad (6.3)$$

где σ_k и σ_s – часть коэффициента комптоновского взаимодействия, характеризующая преобразование энергии первичного фотона в энергию электронов отдачи и энергию рассеянных фотонов соответственно.

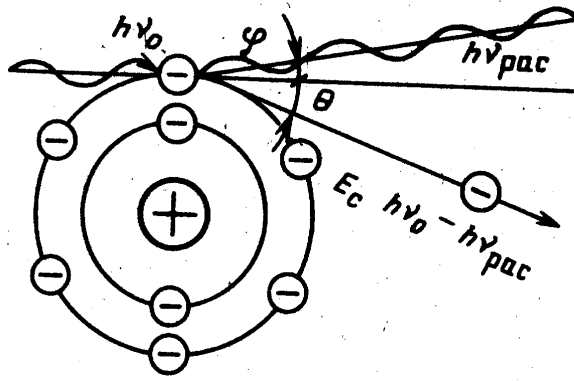


Рис. 6.2. Схема комптон-эффекта

6.1.3. Эффект образования пар

Для этого эффекта необходимо, чтобы энергия первичного фотона была больше $2m_0c^2$ – удвоенной энергии покоя электрона. При столкновении вместо первичного фотона образуются две частицы – электрон и позитрон (рис. 6.3). Позитрон, замедлившись, взаимодействует с одним из электронов среды. В результате образуются два фотона аннигиляционного излучения с суммарной энергией $2m_0c^2$. Таким образом, при эффекте образования пар энергия первичных фотонов преобразуется в кинетическую энергию ионизирующих частиц (электронов и позитронов) и в энергию аннигиляционного излучения. Если через ν обозначить линейный коэффициент эффекта образования пар, то часть коэффициента, характеризующая преобразование энергии первичного фотона в кинетическую энергию электрона и позитрона, будет равна

$$\nu_k = (E_\gamma - 1,022) \nu / E_\gamma, \quad (6.4)$$

где E_γ – энергия, МэВ.

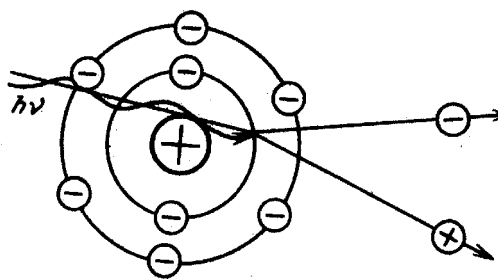


Рис. 6.3. Схема образования электронно-позитронной пары

Из рассмотрения этих трех процессов следует, что в первичных актах взаимодействия фотонного излучения с веществом часть энергии преобразуется в кинетическую энергию корпускулярного излучения, а часть – в энергию вторичного фотонного излучения. Для дозиметрии особенно существенна та часть энергии фотонов, которая преобразуется в кинетическую энергию заряженных частиц. В общем случае одновременно могут идти все три процесса.

Пусть μ – полный линейный коэффициент ослабления моноэнергетического фотонного излучения, тогда

$$\mu = \tau + \sigma + \nu. \quad (6.5)$$

Линейный коэффициент ослабления по физическому смыслу определяется следующей формулой:

$$\mu = \frac{1}{\phi} \frac{d\phi}{dl}, \quad (6.6)$$

где ϕ – плотность потока частиц, летящих перпендикулярно поверхности плоского слоя вещества толщиной n . Отношение $d\phi/dl$ представляет собой долю частиц (от общего числа падающих частиц), испытавших взаимодействие на пути dl . Коэффициент ослабления, рассчитанный на единицу массы ослабляющей среды (массовый коэффициент ослабления), обозначим μ_m ; коэффициенты ослабления, рассчитанные на один электрон или атом среды (электронный и атомный коэффициенты), обозначим соответственно μ_e и μ_a . Связь между этими коэффициентами определяется соотношениями

$$\mu = \mu_m \rho = \mu_a \frac{N_A}{A} \rho = \mu_e \frac{N_A}{A} Z \rho, \quad (6.7)$$

где N_A – число Авогадро; A – массовое число; Z – атомный номер; ρ – плотность ослабляющей среды. Соотношения вида (6.7) справедливы также для коэффициентов τ , σ и ν .

Полный коэффициент ослабления μ сложным образом зависит от энергии фотонов и материала поглотителя.

Электронный коэффициент комптоновского взаимодействия σ_e не зависит от материала среды и является лишь функцией энергии фотонов. Электронный коэффициент эффекта образования пар ν_e зависит от энергии фотонов и прямо пропорционален атомному номеру материала поглотителя. Электронный коэффициент фотоэлектрического поглощения τ_e сильно зависит и от энергии фотонов, и от атомного номера материала поглотителя. Существуют различные эмпирические формулы, определяющие коэффициент фотоэлектрического поглощения. В данном случае воспользуемся следующим выражением:

$$\tau_m = \frac{N_A}{A} C Z^{n+1} \lambda^n, \quad (6.8)$$

где C – коэффициент, постоянный между скачками поглощения и постоянный для всех энергий выше энергии, соответствующей K -скачку поглощения; λ – длина волны, соответствующая энергии взаимодействующих фотонов; показатель степени n слабо зависит от энергии фотонов и изменяется в пределах от 2,3 до 3 в широком энергетическом диапазоне. Часто принимают $n = 3$. Суммируя сказанное, напишем выражения для коэффициентов, определяющих различные эффекты взаимодействия:

$$\begin{aligned} \tau_e &= C Z^n \lambda^n; \\ \sigma_e &= f(E_\gamma); \\ \nu_e &= k Z. \end{aligned} \quad (6.9)$$

Зависимость электронного коэффициента комптоновского взаимодействия σ_e от энергии фотонов может быть определена по известной формуле Клейна – Нишины – Тамма. Коэффициент k в выражении для ν_e также зависит от энергии фотонов. Массовые, атомные и линейные коэффициенты для каждого взаимодействия могут быть получены из соотношений вида (6.7).

Необходимо отметить, что для легких элементов ($Z \leq 13$) фотоэффект с увеличением энергии фотонов становится пренебрежимо малым значительно раньше, чем появляется эффект образования пар. Отсюда следует, что для моноэнергетического излучения в практически важных для дозиметрии случаях одновременно идут не более двух процессов взаимодействия: либо фотоэлектрическое поглощение и комптон-эффект, либо комптон-эффект и образование пар. Для немонотонического излучения могут наблюдаться все три эффекта взаимодействия одновременно.

По отношению к коэффициенту ослабления применимо правило аддитивности

$$\mu_m = \sum_i p_i \mu_{mi}, \quad (6.10)$$

где p_i – массовая доля i -го простого вещества, входящего в состав сложного вещества; μ_{mi} – массовый коэффициент ослабления в i -ом простом веществе; μ_m – массовый коэффициент ослабления для сложного вещества.

От формулы (6.10) легко перейти к формуле для вычисления электронного коэффициента ослабления сложного вещества μ_e . Обозначим n_0 число электронов в единице массы сложного вещества, тогда

$$\mu_e = \mu_m / n_0. \quad (6.11)$$

Концентрация электронов связана с массовыми долями простых веществ соотношением

$$n_0 = \sum_i p_i \frac{N_A}{A_i} Z_i,$$

где суммирование производится по числу простых веществ, входящих в состав сложного вещества.

В соответствии с формулой (6.7)

$$\mu_{mi} = \mu_{ei} \frac{N_A}{A_i} Z_i. \quad (6.12)$$

Комбинируя формулы (6.12), (6.11) и (6.10), получаем

$$\mu_e = \frac{1}{n_0} \sum_i p_i \frac{N_A}{A_i} Z_i \mu_{ei}. \quad (6.13)$$

Обозначим $\alpha = p_i N_A Z_i / (n_0 A_i)$; легко понять, что α есть относительное число электронов, связанных с i -м простым веществом.

Теперь напишем окончательное выражение для электронного коэффициента ослабления в сложном веществе:

$$\mu_e = \sum_i \alpha_i \mu_{ei}. \quad (6.14)$$

Пусть a_i – относительное число атомов i -го простого вещества в сложном веществе; a_i связано с относительным числом электронов α_i очевидным соотношением

$$\alpha_i = \frac{a_i Z_i}{\sum_i a_i Z_i}. \quad (6.15)$$

Подставив формулу (6.15) в формулу (6.14), получим следующее выражение для атомного коэффициента ослабления в сложном веществе:

$$\mu_a = \mu_e \sum_i a_i Z_i = \sum_i a_i Z_i \mu_{ei} = \sum_i a_i \mu_{ai}. \quad (6.16)$$

6.2. КОЭФФИЦИЕНТ ПЕРЕДАЧИ ЭНЕРГИИ ИЗЛУЧЕНИЯ

В предыдущем параграфе было отмечено, что в элементарных актах взаимодействия фотонов с веществом часть энергии первичного излучения преобразуется в кинетическую энергию электронов, а часть – в энергию вторичного фотонного излучения. Это позволяет полный коэффициент ослабления представить в виде суммы двух коэффициентов

$$\mu = \mu_k + \mu_s, \quad (6.17)$$

где μ_k и μ_s – соответственно части коэффициента ослабления, определяющие преобразование энергии фотонов в кинетическую энергию электронов и энергию вторичного фотонного излучения (характеристическое излучение, рассеянные фотоны, аннигиляционное излучение).

Коэффициент μ_k называется *коэффициентом передачи энергии излучения*. Как и коэффициент ослабления, μ_k может быть массовым, атомным, электронным и линейным. Связь между этими коэффициентами определяется соотношениями вида (6.7).

Для простого вещества с атомным номером Z массовый коэффициент передачи энергии

$$\mu_{km} = \tau_{km} + \sigma_{km} + \nu_{km} \quad (6.18)$$

или на основании соотношений (6.7)

$$\mu_{km} = \frac{N_A}{A} Z (\tau_{ke} + \sigma_{ke} + \nu_{ke}). \quad (6.19)$$

Подставив соответствующие значения коэффициентов из формул (6.9), получим

$$\mu_{km} = C \frac{N_A}{A} Z^{n+1} \lambda^n + \frac{N_A}{A} Z \sigma_{ke} + \frac{N_A}{A} k Z^2. \quad (6.20)$$

Для сложного вещества, состоящего из элементов с атомными номерами $Z_1, Z_2, Z_3, \dots$, массовый коэффициент передачи энергии по правилу аддитивности равен

$$\mu_{km} = \sum_i p_i \mu_{kmi}, \quad (6.21)$$

где p_i – массовые доли соответствующих элементов, входящих в состав сложного вещества; μ_{kmi} – массовые коэффициенты передачи энергии для элементов с атомными номерами $Z_1, Z_2, Z_3, \dots$. Для i -го элемента

$$\mu_{kmi} = \tau_{kmi} + \sigma_{kmi} + \nu_{kmi} = C \frac{N_A}{A_i} Z_i^{n+1} \lambda^n + \frac{N_A}{A_i} Z_i^{n+1} \sigma_{ke} + \frac{N_A}{A_i} k Z_i^2. \quad (6.22)$$

Из соотношений (6.21) и (6.22) получим для сложного вещества

$$\mu_{km} = \frac{\mu_k}{\rho} = \sum_i \rho_i \left(C \frac{N_A}{A_i} Z_i^{n+1} \lambda^n + \frac{N_A}{A_i} Z_i^{n+1} \sigma_{ke} + \frac{N_A}{A_i} k Z_i^2 \right). \quad (6.23)$$

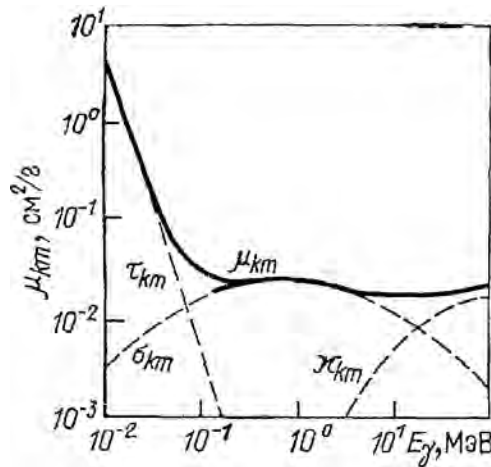


Рис. 6.4. Зависимость коэффициента передачи энергии в воздухе от энергии фотонов

На рис. 6.4 показана зависимость массового коэффициента передачи энергии μ_{km} от энергии фотонов для воздуха. Из графика видно, что в диапазоне энергий фотонов 0,15–2 МэВ коэффициент μ_{km} изменяется мало.

Распределение преобразованной энергии первичного излучения между электронами и вторичным фотонным излучением характеризуется отношением μ_k/μ_s . В области низких энергий фотонов, где преобладает фотоэффект, отношение $\mu_k/\mu_s \gg 1$. По мере увеличения энергии излучения это отношение уменьшается и становится меньше единицы там, где преобладает комптон-эффект. При дальнейшем увеличении энергии фотонов отношение μ_k/μ_s возрастает из-за эффекта образования пар. Для воздуха отношение $\mu_k/\mu_s = 1$ при энергии фотонов около 30 кэВ.

Коэффициент передачи энергии связан с коэффициентом поглощения энергии фотонного излучения μ_{Π} соотношением

$$\mu_{\Pi} = \mu_k(1 - g), \quad (6.24)$$

где g – доля энергии заряженных частиц, идущая на тормозное излучение.

Коэффициент μ_k определяет передачу энергии фотонов электронам среды. Если сумма энергий всех фотонов первичного излучения, проходящего перпендикулярно слою вещества толщиной dl , равна E , то линейный коэффициент передачи энергии

$$\mu_k = \frac{1}{E} \frac{dE_k}{dl}, \quad (6.25)$$

где dE_k – сумма кинетической энергии всех заряженных частиц, освобожденных фотонами в слое dl .

Из формулы (6.25) непосредственно следует связь между мощностью кермы $\dot{K}$ и плотностью потока энергии I_γ фотонного излучения. Действительно, отнеся величины E и dE_k в этой формуле к единице времени и к единице площади сечения пучка фотонов, можно написать

$$\mu_k = \frac{dE'_k}{I_\gamma dl},$$

где dE'_k – сумма кинетической энергии всех заряженных частиц, освобождаемых фотонами в единицу времени в единице объема облучаемого вещества. Если dl выразить в массовых единицах, то dE'_k/dl есть мощность кермы. Отсюда получаем искомую связь

$$\dot{K} = \mu_{km} I_\gamma. \quad (6.26)$$

Поскольку керма фотонного излучения в воздухе есть энергетический эквивалент экспозиционной дозы, из формулы (6.26) следует связь между плотностью потока энергии (интенсивностью) излучения и мощностью экспозиционной дозы $\dot{X}$:

$$\dot{X} = \frac{e}{W} \mu_{km} I_\gamma. \quad (6.27)$$

Коэффициент передачи энергии в данном веществе легко определяется для моноэнергетического излучения. В случае немоноэнергетического излучения вместо формулы (6.27) следует пользоваться формулой (6.28)

$$\dot{X} = \int_0^{E_m} \frac{e}{W} \mu_{km}(E_\gamma) I_\gamma(E_\gamma) dE_\gamma. \quad (6.28)$$

где $\mu_{km}(E_\gamma)$ – массовый коэффициент передачи энергии для фотонов энергии E_γ .

Из формул (6.27) и (6.28) следует, что мощность экспозиционной дозы прямо пропорциональна плотности потока энергии излучения только для неизменного энергетического состава, так как коэффициент μ_{km} зависит от энергии фотонов. Ранее отмечалось, что для воздуха μ_{km} мало изменяется в широком диапазоне энергий фотонов. Это позволяет на практике принимать, что мощность экспозиционной дозы приближенно пропорциональна интенсивности излучения.

Если два вещества имеют равные массовые коэффициенты передачи энергии, то это означает, что в одном и том же поле излучения энергия фотонов, преобразованная в энергию заряженных частиц в расчете на единицу массы вещества, в обоих случаях будет одинаковой. При этом предполагается, что рассматриваемый элемент объема вещества не деформирует поле излучения. Этот вывод следует непосредственно из формулы (6.27).

6.3. ЭЛЕКТРОННОЕ РАВНОВЕСИЕ

Рассмотрим более подробно принцип так называемого электронного равновесия, упоминавшийся нами в разд. 1 (рис. 1.1).

Выделим ограниченный объем среды в поле фотонного излучения. На рис. 1.1 волнистые линии обозначают направления распространения фотонов, прямые – пути высвобожденных ими электронов. Пусть длина прямых линий соответствует пробегу электронов в среде. При взаимодействии фотонов с веществом в выбранном объеме высвобождаются электроны, имеющие различное направление движения и различный пробег. Часть электронов, начав свой путь в выбранном объеме, полностью поглотится в пределах этого же объема, но некоторые электроны выйдут из объема, не истратив всей своей энергии. В то же время в выбранный объем могут попасть электроны из соседних участков среды, в которых тоже происходит преобразование энергии фотонов.

Введем следующие обозначения: E_γ и E'_γ – суммарная энергия всех фотонов, соответственно входящих в рассматриваемый объем и выходящих из него; E_e и E'_e – суммарная кинетическая энергия всех входящих и выходящих электронов; E_k – суммарная кинетическая энергия электронов, возникающих в рассматриваемом объеме.

В соответствии с определением поглощенная энергия излучения

$$\Delta E = (E_\gamma + E_e) - (E'_\gamma + E'_e). \quad (6.29)$$

Входящие в данный объем фотоны в результате взаимодействия с веществом преобразуют свою энергию в кинетическую энергию электронов E_k , которые возникают в выделенном объеме, и в энергию фотонов E'_γ , которые выходят из этого объема, т.е.

$$E_\gamma = E'_\gamma + E_k. \quad (6.30)$$

Строго говоря, $E_\gamma = E'_\gamma + E_k + \varphi$, где φ – энергия, необходимая для того, чтобы вырвать электрон из атома. В частности, при фотоэффекте возможен случай, когда энергия первичного фотона полностью расходуется только на то, чтобы вырвать электрон из атома, и тогда кинетическая энергия высвобожденного электрона близка к нулю ($E_k = 0$). Такие электроны не способны производить ионизацию, и этот случай не имеет для нас значения, поскольку здесь рассматриваются только ионизирующие излучения.

Если энергия электронов достаточна для ионизации, то практически всегда можно пренебречь энергией φ .

Сопоставив формулы (6.29) и (6.30), можно написать

$$\Delta E = (E_k + E_e) - E'_e. \quad (6.31)$$

Из формулы (6.31) следует, что при $E_e = E'_e$ поглощенная энергия в данном объеме ΔE равна энергии, преобразованной в кинетическую энергию заряженных частиц, в этом же объеме E_k . Следовательно,

$$\Delta E = E_k. \quad (6.32)$$

Подставив формулу (6.32) в выражение (6.31), получим, что суммарная кинетическая энергия всех электронов, входящих в *рассматриваемый объем, равна суммарной кинетической энергии электронов, покидающих его.*

Такое состояние взаимодействия фотонного излучения с веществом, при котором вносимая в некоторый объем энергия освобожденных фотонами электронов равна энергии, уносимой электронами из того же объема, называется электронным равновесием. Следует отметить, что определенное таким образом равновесное состояние может существовать в поле любого ионизирующего излучения; вторичными заряженными частицами при этом не обязательно будут электроны. Состояние электронного равновесия называют также состоянием энергетического равновесия.

Условие электронного равновесия можно также записать в векторном виде как равенство нулю дивергенции вектора J_{eE} :

$$\nabla J_{eE} = 0.$$

При этом условии по формуле (5.21) устанавливается следующая связь между поглощенной дозой D и кермой K :

$$D = K - B. \quad (6.33)$$

Напомним, что B есть приходящаяся на единицу массы вещества энергия незаряженных частиц, в данном случае фотонов, высвобожденных заряженными частицами.

Если потерями энергии электронов на тормозное излучение можно пренебречь, то $B \approx 0$ и доза излучения равна керме. Такое состояние называется абсолютным электронным равновесием.

В общем случае с учетом тормозного излучения из формулы (6.33) получим

$$D = K(1 - g), \quad (6.34)$$

где $g = B/K$ – доля энергии электронов, преобразованной в энергию тормозного излучения.

В некоторой точке поля фотонного излучения поглощенная доза и керма связаны с интенсивностью излучения соотношениями

$$D = \mu_{\Pi} I t; \quad K = \mu_k I t, \quad (6.35)$$

где t – время накопления дозы D ; μ_{Π} и μ_k – коэффициенты поглощения и передачи энергии соответственно. Из формул (6.34) и (6.35) непосредственно получаем формулу (6.24), связывающую величины μ_{Π} и μ_k .

При абсолютном электронном равновесии равенство для двух веществ коэффициента передачи энергии означает также равенство поглощенной в этих веществах дозы в одном и том же поле излучения.

6.4. ПОВЕДЕНИЕ КЕРМЫ И ДОЗЫ В РАССЕИВАЮЩЕЙ И ПОГЛОЩАЮЩЕЙ СРЕДЕ

Формирование поглощенной дозы любого косвенно ионизирующего излучения, в частности фотонного, происходит в два этапа.

На первом этапе косвенно ионизирующие частицы (например, фотоны), взаимодействуя со средой, создают заряженные частицы и вторичное косвенно ионизирующее излучение. На втором этапе заряженные частицы передают энергию веществу. Существенное различие между этими двумя этапами заключается в том, что передача энергии косвенно ионизирующими частицами заряженным частицам и передача энергии от заряженных частиц веществу происходят в разных точках среды. Поглощенная доза формируется во втором этапе взаимодействия, в то время как первый этап формирует керму. Это определяет пространственное распределение кермы и поглощенной дозы.

Рассмотрим распространение параллельного пучка фотонов через плоский поглотитель. Пусть поглотитель находится в вакууме. Проследим за изменением кермы и дозы излучения на различных расстояниях от передней поверхности (рис. 6.5).

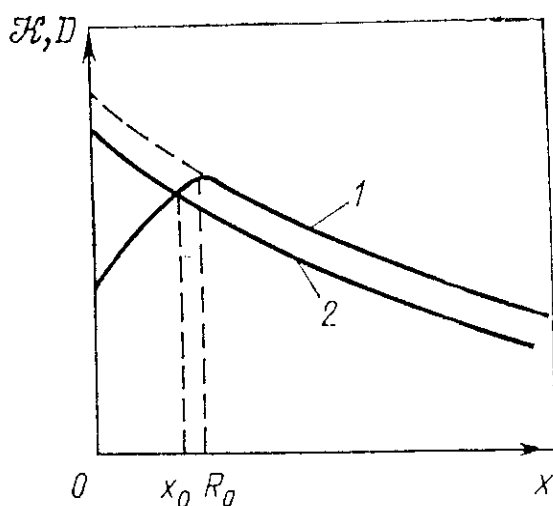


Рис. 6.5. Поведение кермы и дозы в рассеивающей и поглощающей среде:
1 – доза; 2 – керма

Керма (кривая 2) постепенно падает с изменением глубины поглотителя вследствие поглощения и рассеяния первичного излучения. Доза (кривая 1) на поверхности поглотителя определяется заряженными частицами, приходящими только из заднего полупространства. С увеличением глубины к ним добавляются частицы, приходящие из переднего слоя поглотителя между поверхностью и рассматриваемой точкой; это приводит к возрастанию дозы. Одновременно в этом же слое поглотителя идут процессы поглощения и рассеяния фотонов, что уменьшает дозу излучения.

Таким образом, формирование дозы обусловлено двумя противоположно действующими факторами. До некоторой глубины R_0 преобладает первый фактор (приход электронов); после глубины R_0 преобладает второй фактор (ослаб-

ление первичного излучения). На глубине R_0 доза принимает максимальное значение. На поверхности поглотителя значение кермы больше значения дозы, поскольку уход заряженных частиц из элемента объема не компенсируется их приходом из заднего полупространства. На глубине R_0 керма равна дозе, и здесь наблюдается абсолютное равновесие заряженных частиц. Затем значение кермы становится ниже значения дозы. Это вызвано тем, что в дозу вносят вклад заряженные частицы, освобожденные первичным излучением ближе к поверхности, чем рассматриваемая точка, а керма определяется заряженными частицами, освобожденными в этой точке; здесь проявляется ослабление излучения в слое вещества, равном приблизительно пробегу заряженных частиц. Эффективная толщина ослабления определяется не только длиной пробега заряженных частиц, но и их угловым распределением: при изотропном распределении эффективная толщина ослабления меньше длины пробега частиц; чем более выражено направление распространения вперед, тем ближе толщина ослабления к длине пробега заряженных частиц. Глубина R_0 , где доза максимальна, соответствует эффективной толщине ослабления первичного излучения.

Степень ослабления излучения характеризуется фактором $\exp(-\mu R_0)$, где μ – линейный коэффициент ослабления фотонного излучения. Для таких энергий фотонов, при которых эффект образования пар не является преобладающим, $\mu R_0 \ll 1$. В этой области энергий коэффициент ослабления μ уменьшается, а пробег электронов (и, следовательно, R_0) увеличивается с ростом энергии фотонов. Это приводит к слабой зависимости произведения μR_0 от энергии первичного излучения, и соотношение $\mu R_0 \ll 1$ достаточно точно выполняется для широкого энергетического диапазона. При этом условии абсолютное равновесие наступает на глубине $x_0 = R_0$, соответствующей максимуму дозы, и сохраняется на большей глубине.

Если эффект образования пар преобладает по сравнению с комптон- и фотоэффектами, то коэффициент μ увеличивается с повышением энергии фотонов, что приводит к быстрому росту произведения μR_0 ; кроме того, с увеличением энергии растет угловая анизотропия с выраженным направлением распространения вторичного излучения вперед. Все это приводит к тому, что условие $\mu R_0 \ll 1$ не соблюдается и нельзя пренебречь ослаблением первичного излучения на толщине, равной пробегу электронов.

В этом случае рис. 6.5 дает типичную картину поведения кермы и дозы. Начиная с глубины R_0 , керма и доза не равны между собой, но могут быть пропорциональны друг другу, что соответствует относительному равновесию заряженных частиц. Рассмотренная картина поведения кермы и дозы в ослабляющей среде типична для нейтронного излучения. Для энергии нейтронов вплоть до 30 МэВ разница между дозой и кермой после установления равновесия пренебрежимо мала.

6.5. ПОВЕДЕНИЕ КЕРМЫ И ДОЗЫ НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА ДВУХ СРЕД

Рассмотрим теперь поведение кермы и дозы косвенно ионизирующего излучения на границе раздела двух различных ослабляющих сред I и II. Пусть параллельный пучок первичного излучения (фотонного или нейтронного) падает перпендикулярно границе раздела двух плоских поглотителей, сделанных из различных материалов, характеризуемых различными значениями коэффициента передачи энергии μ_k , который для первого материала меньше, чем для второго: $\mu_k' < \mu_k''$ (см. рис. 6.6).

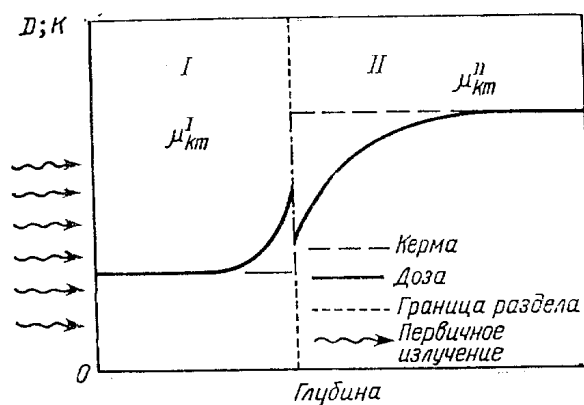


Рис. 6.6. Поведение кермы и дозы на границе раздела двух сред

Пусть толщина каждого поглотителя больше пробега самых быстрых вторичных заряженных частиц. Считаем далее, что вдали от границы раздела в пределах каждого поглотителя наступает равновесие заряженных частиц и доза равна керме. По мере приближения к границе раздела двух сред керма остается постоянной в пределах каждой среды, но резко изменяет свое значение на границе. Скачок обусловлен изменением коэффициента передачи энергии μ_k .

Доза вдали от границы раздела равна керме, но вблизи границы в пределах одной среды плавно возрастает в первой среде и уменьшается во второй. Это обусловлено возрастающим вкладом в дозу заряженных частиц, приходящих из противоположной среды по мере приближения к границе раздела. На самой границе доза проявляет разрыв непрерывности. Это связано с изменением тормозной способности среды и, следовательно, ЛПЭ заряженных частиц. Действительно, доза связана с флюенсом и ЛПЭ соотношением

$$D = \Phi L.$$

Пусть для первой среды ЛПЭ больше, чем для второй. Флюенс на границе раздела одинаков для обеих сред. Следовательно, доза в первом поглотителе на границе раздела должна быть больше, чем во втором. Отсюда видно, что равновесие заряженных частиц нарушается на границе раздела двух различных сред.

Рассмотренные закономерности в поведении дозы и кермы проявляются как для фотонного, так и для нейтронного излучений.

Практически важным является обеспечение электронного равновесия около малой газовой полости внутри твердого тела. Если газ, наполняющий полость, и твердое тело близки по атомному составу, то с точностью до эффекта плотности можно положить, что вероятность процессов взаимодействия излучения с веществом в расчете на единицу массы одинакова для газа и твердого тела. Анализ показывает, что для бесконечного однородного по атомному составу пространства электронное равновесие для некоторой области V будет обеспечено, если сделать только два допущения: линейные размеры области V значительно меньше пробега самых быстрых электронов, а интенсивность и спектральный состав первичного излучения одинаковы для всех точек области. Электронное равновесие будет выполняться для небольшой области любого вещества, если эта область окружена слоем того же вещества толщиной, равной пробегу самых быстрых электронов, освобожденных в этом веществе фотонами. Изменением интенсивности излучения в результате поглощения в окружающем слое практически можно пренебречь для фотонов средней энергии (до 10 МэВ). Условия электронного равновесия в других специфических случаях требуют особого рассмотрения.

6.6. 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, является таким же, как и для данного сложного вещества. Другими словами, для любых двух веществ, имеющих одинаковый эффективный атомный номер, энергия излучения, переданная заряженным частицам в расчете на один электрон среды, должна быть одинаковой при тождественных условиях облучения.

При условии электронного равновесия энергия фотонного излучения, преобразованная в данном веществе в кинетическую энергию заряженных частиц, равна поглощенной энергии излучения. Следовательно, для двух веществ с одинаковым атомным номером при обеспечении электронного равновесия и в тождественных условиях облучения поглощенная энергия излучения, приходящаяся на один электрон облучаемой среды, будет одинаковой.

Выше было показано (6.14), что электронный коэффициент ослабления в сложном веществе выражается через коэффициенты передачи простых веществ следующим образом:

$$\mu_{ke} = \sum_i \alpha_i \mu_{kei}. \quad (6.36)$$

При одновременно идущих всех трех процессах взаимодействия (фотоэффект, комптон-эффект, эффект образования пар) коэффициент передачи энергии в i -м простом веществе можно представить в виде суммы трех коэффициентов:

$$\mu_{kei} = \tau_{kei} + \sigma_{kei} + \nu_{kei}. \quad (6.37)$$

Рассмотрим последовательно фотоэффект и эффект образования пар. Для комптон-эффекта $\mu_{ke} = + \sigma_{ke}$.

В случае фотоэффекта

$$\mu_{ke} = \sum_i \alpha_i C Z_i^n \lambda_n. \quad (6.38)$$

В правой части написано выражение для коэффициента передачи энергии в таком простом веществе, в котором рассчитанная на один электрон энергия фотонного излучения, преобразованная в энергию заряженных частиц, такая же, как и в сложном веществе. Атомный номер такого простого вещества и есть эффективный атомный номер $Z_{эф}$ сложного вещества.

Из формулы (6.38) получаем

$$Z_{эф} = \sqrt[n]{\sum_i \alpha_i Z_i^n}. \quad (6.39)$$

Если в качестве исходной вместо формулы (6.14) воспользоваться формулой (6.16), то получаем

$$Z_{эф} = \sqrt[n]{\frac{\sum_i a_i Z_i^{n+1}}{\sum_i a_i Z_i}}. \quad (6.40)$$

Напомним, что α_i и a_i есть соответственно относительное число электронов и атомов элемента Z_i в сложном веществе; величину n полагают равной 3.

Для эффекта образования пар эффективный атомный номер связан с линейным коэффициентом энергии линейной зависимостью:

$$\mu_{ke} = k \sum_i \alpha_i Z_i = k Z_{эф} \quad (6.41)$$

т.е. для эффекта образования пар $Z_{эф}$ равно

$$Z_{эф} = \sum_i \alpha_i Z_i, \quad (6.42)$$

где по-прежнему α_i есть относительное число электронов элемента Z_i в сложном веществе.

Выражение $Z_{эф}$ через относительное число атомов a_i i -ого вещества имеет следующий вид:

$$Z_{эф} = \frac{\sum_i a_i Z_i^2}{\sum_i a_i Z_i}. \quad (6.43)$$

Из формул (6.39), (6.40), (6.42) и (6.43) следует, что для фотоэффекта и эффекта образования пар $Z_{эф}$ сложного вещества имеет разную зависимость от атомного номера составляющих элементов. Это означает, что при наличии одновременно всех трех процессов взаимодействия в общем случае нельзя однозначно определить эффективный атомный номер вещества. При одновременно происходящих фотоэффекте и комптон-эффекте $Z_{эф}$ следует вычислять по формулам (6.39), (6.40). Если одновременно происходят комптон-эффект и эффект образования пар, $Z_{эф}$ вычисляют по формулам (6.42), (6.43).

6.7. СРЕДНЯЯ ЭНЕРГИЯ ИОНООБРАЗОВАНИЯ

Поглощенная энергия в облучаемой среде определяется той энергией, которую передают веществу электроны, освобожденные фотонами. Преобразование энергии электронов в поглощающей среде, в которой не происходят необратимые радиационно-химические реакции, определяется следующими процессами.

1. В результате упругих столкновений с атомами и молекулами среды часть энергии электронов переходит непосредственно в теплоту.
2. В результате неупругих столкновений некоторые молекулы и атомы среды оказываются ионизованными, следовательно, часть энергии электронов идет непосредственно на ионизацию.
3. В результате неупругих столкновений часть энергии электронов расходуется на возбуждение атомов и молекул среды.
4. Часть энергии электронов преобразуется в энергию тормозного излучения.

Непосредственно на ионизацию идет только часть энергии электронов; остальная часть идет на возбуждение атомов и молекул среды и на тормозное излучение. Тормозное излучение в легких веществах ($Z \leq 13$) практически становится заметным, если энергия электронов не менее 10 МэВ. Непосредственное преобразование энергии электронов в теплоту в результате упругих столкновений столь незначительно, что им можно пренебречь. Характеристическое излучение возбужденных атомов, как правило, не способно осуществлять ионизацию и быстро поглощается соседними атомами.

Процесс ионизации заключается в вырывании электронов из атомов или молекул среды. Первичные электроны (электроны, освобожденные фотонами) будут образовывать положительные ионы и вторичные электроны. Если энергия вторичного электрона недостаточна для ионизации, то он быстро замедлится до тепловой скорости и может образовать отрицательный ион, присоединившись к одному из нейтральных атомов или молекул. Однако некоторые вторичные электроны могут обладать энергией, достаточной для ионизации. Эти так называемые δ -электроны создают вторичную ионизацию, на долю которой приходится 60–70% общей ионизации.

Обозначим энергию, затраченную непосредственно на ионизацию, $E_{\text{ион}}$; энергию, преобразованную в энергию характеристического и тормозного излучений, E_s ; тогда кинетическая энергия первичного электрона

$$E_e = E_{\text{ион}} + E_s. \quad (6.44)$$

Пусть средний потенциал ионизации атомов среды будет U_i , а полное число образованных пар ионов $N_{\text{ион}}$, тогда

$$E_{\text{ион}} = N_{\text{ион}} e U_i, \quad (6.45)$$

где e – заряд одного иона; $e U_i$ представляет собой энергию ионизации, т.е. ту энергию, которую надо затратить, чтобы вырвать электрон из атома (или молекулы). Число $N_{\text{ион}}$ включает в себя полную ионизацию (первичную и вторичную). Из формул (6.44) и (6.45) получим средний расход энергии на образование одной пары ионов, или среднюю энергию ионообразования W :

$$W = eU \left(1 + \frac{E_s}{E_{\text{ион}}} \right). \quad (6.46)$$

Средняя энергия ионообразования включает в себя энергию ионизации и энергию возбуждения. Экспериментально установлено, что средняя энергия ионообразования для данного газа слабо зависит от энергии электрона, начиная от нескольких килоэлектронвольт; она также мало зависит от рода газа. Зависимость средней энергии ионообразования от энергии электронов даётся следующим выражением:

$$W = \frac{W_{\infty}}{1 - eU_i/E_e}, \quad (6.47)$$

где W_{∞} – средняя энергия ионообразования при высоких энергиях, когда $E_e \gg eU_i$.

Формула (6.47) дает удовлетворительное согласие с экспериментом для энергий электронов до 10 кэВ. В области энергий электронов до нескольких МэВ потерей энергии на тормозное излучение (по сравнению с энергией, идущей на возбуждение атомов) можно пренебречь. Если W постоянна для данного газа в некотором диапазоне энергий электронов, то из равенства (6.47) следует, что энергия, идущая на возбуждение, составляет одну и ту же долю энергии, идущей на ионизацию. В то же время постоянство W для различных газов означает, что для тех газов, у которых энергия вырывания электронов велика, должна быть мала вероятность возбуждения.

Как показали многочисленные исследования, величина самой ионизации примерно пропорциональна ионизационным потерям частицы, т.е. *среднее значение энергии W_i , расходуемое на образование пары ионов, практически не зависит от энергии и сорта частицы*. Например, быстрые электроны и медленные α -частицы расходуют одно и то же количество энергии W_i на образование пары ионов (табл. 6.1).

Только для очень тяжёлых и медленных ядер (осколки деления и т.п.) значения W_i могут отличаться от приведенных в табл. 6.1. В остальных случаях отклонения не превышают 10%. Из таблицы следует, что энергия образования пары ионов W_i лежит в пределах 20÷40 эВ.

В табл. 6.1. приведены также величины первичной n_p и полной n_T ионизации на 1 см пути частицы с минимальной ионизацией газа в нормальных условиях. Видно, что отношение n_p/n_T сильно зависит от вещества, изменяясь в пределах от ~1 до ~10.

Размер области, в которой сосредоточена ионизация, определяется пробегом δ -электронов, зависимость которого от энергии подчиняется следующему эмпирическому выражению:

$$R_{\delta} = 0.71 \cdot E^{1.72}, \quad (6.48)$$

где R_{δ} выражено в г/см², E в МэВ.

Таблица 6.1. Характеристики газов, используемых в газонаполненных детекторах

Газ	Z	A	ρ , г/см ²	W_i для e^-	W_i для α	dE/dx , МэВ/г·см ²	n_ρ , $\frac{\text{пар ионов}}{\text{см}^2}$	n_T , $\frac{\text{пар ионов}}{\text{см}^2}$
H ₂	2	2	$8,38 \times 10^{-5}$	37	36	4,03	5,2	9,2
He	2	4	$1,66 \times 10^{-4}$	41	43	1,94	5,9	7,8
N ₂	14	28	$1,17 \times 10^{-3}$	35	37	1,68	10	56
O ₂	16	32	$1,33 \times 10^{-3}$	31	33	1,69	22	73
Ne	10	20,2	$8,39 \times 10^{-4}$	36	37	1,68	12	39
Ar	18	39,9	$1,66 \times 10^{-3}$	26	26	1,47	29,4	94
Kr	36	83,8	$3,49 \times 10^{-3}$	24	24	1,32	22	192
Xe	54	131,3	$5,49 \times 10^{-3}$	22	22	1,23	44	307
CO ₂	22	44	$1,86 \times 10^{-3}$	33	35	1,62	34	91
CH ₄	10	16	$6,70 \times 10^{-4}$	28	29	2,21	16	53
C ₄ H ₁₀	34	58	$2,42 \times 10^{-3}$	23	24	1,86	46	195

Аналогично средней энергии ионообразования электронов можно говорить о средней энергии ионообразования фотонного излучения, которая определяется как поглощенная энергия фотонов, деленная на полное число ионов, созданных электронами, освобожденными этими фотонами. Так как поглощенная энергия фотонов полностью преобразуется в кинетическую энергию электронов, средняя энергия ионообразования фотонного излучения равна средней энергии ионообразования электронов, освобожденных этим излучением.

Принято считать, что средняя энергия ионообразования W фотонов в воздухе постоянна в диапазоне энергий от 20 кэВ до 3 МэВ и равна 34 эВ. Величина 34 эВ есть усредненное по экспериментальным данным значение. Фактическое отклонение от этого значения может достигать нескольких процентов.

6.8. СООТНОШЕНИЕ БРЭГГА-ГРЕЯ

Рассмотрим ионизацию в газовой полости A внутри твердого вещества B , находящегося в поле фотонного излучения (рис. 6.7).

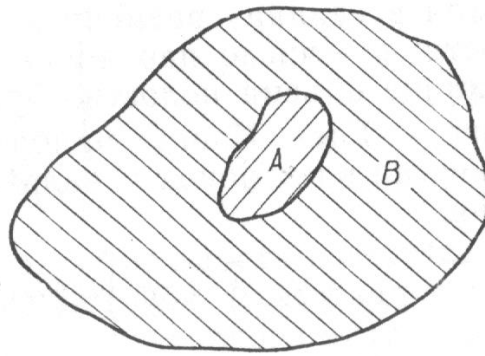


Рис. 6.7. К выводу соотношения Брэгга-Грея

Сделаем следующие предположения:

- 1) интенсивность первичного излучения одинакова для любых двух точек рассматриваемой системы;
- 2) линейные размеры газовой полости намного меньше пробега в газовой полости электронов, освобожденных фотонами;
- 3) толщина слоя твердого вещества B между полостью A и внешним пространством больше (или равна) пробега самых быстрых электронов в твердом веществе.

Ионизацию газа обуславливают электроны, освобожденные как в твердом веществе, так и в газовой полости. Второе предположение означает, что лишь малая часть электронов заканчивает свой пробег в полости A ; кроме того, электроны в среднем в пределах полости теряют пренебрежимо малую часть своей энергии.

При этих условиях ионизация, обусловленная электронами, освобожденными в самой полости, мала по сравнению с ионизацией за счет электронов, освобожденных в твердом веществе, и ею можно пренебречь⁹. Грей показал, что в таком случае малая полость не искажает пространственного и энергетического распределения электронов. Это означает, что энергетический спектр и поток электронов через поверхность, ограничивающую полость A , остаются такими же, как если бы вместо полости A было твердое вещество.

Из третьего предположения следует, что около полости обеспечено электронное равновесие; это означает, что в любом элементарном объеме твердого вещества около полости поглощенная энергия излучения равна кинетической энергии освобожденных электронов. Поскольку в силу первого предположения имеется однородный поток первичного излучения, электронный поток однороден около полости.

Пусть $\phi(E_e)dE_e$ – плотность потока электронов, имеющих энергию от E_e до E_e+dE_e . Однородность потока означает, что $\phi(E_e)dE_e$ имеет одинаковое зна-

⁹ В частном случае, когда газ и материал стенки имеют одинаковые эффективные номера и, следовательно, равные коэффициенты передачи энергии μ_{ke} , пренебрегать ионизацией, обусловленной электронами, освобожденными в газовой полости, нет необходимости.

чение в любых точках в пределах полости A в твердом веществе B вблизи полости, т.е. в том слое твердого вещества, в пределах которого соблюдается электронное равновесие. Для твердого вещества бесконечно большого объема при выполнении первого предположения $\phi(E_e)dE_e$ будет одинаковым для любых двух точек.

Если $S_Z(E_e)$ – тормозная способность вещества Z , определяемая как средняя потеря энергии на единице пути электронами, имеющими энергию E_e , то энергия, поглощенная в единице объема твердого вещества вблизи полости,

$$\Delta E_Z = \int_{E_e} \phi(E_e) S_Z(E_e) dE_e; \quad (6.49)$$

интегрирование производится по всему спектру энергий электронов. Для определенности положим, что полость наполнена воздухом. Тормозная способность газа по отношению к электронам с энергией E равна

$$S_\Gamma(E_e) = W\chi(E_e) \quad (6.50)$$

где W – средняя энергия ионообразования в воздухе; χ – среднее число пар ионов в газовой полости на единице пути электрона с энергией E_e . Очевидно,

$$S_Z(E_e) = \frac{S_Z(E_e)}{S_\Gamma(E_e)} W\chi(E_e) \quad (6.51)$$

Подставим полученное значение $S_Z(E_e)$ в формулу (6.49):

$$\Delta E_Z = \int_{E_e} \phi(E_e) \frac{S_Z(E_e)}{S_\Gamma(E_e)} \chi(E_e) W dE_e. \quad (6.52)$$

Полагая, что W от энергии электронов не зависит, получаем

$$\Delta E_Z = \bar{\rho} W \int_{E_e} \phi(E_e) \chi(E_e) dE_e, \quad (6.53)$$

где $\bar{\rho} = \overline{S_Z(E_e)/S_\Gamma(E_e)}$ – среднее значение отношения тормозной способности твердого вещества и газа.

Интеграл в формуле (6.53) есть не что иное, как полное число пар ионов, образующихся в единице объема полости:

$$q = \int_{E_e} \phi(E_e) \chi(E_e) dE_e. \quad (6.54)$$

Тогда

$$\Delta E_Z = \bar{\rho} q W. \quad (6.55)$$

Если все отнести к единице времени, то ΔE_Z – энергия, поглощаемая в единицу времени в единице объема вещества Z вблизи полости; q – число пар ионов, образующихся в единицу времени в единице объема полости. Формула (6.55) называется формулой Брэгга – Грея. Иногда приближенно полагают, что $\bar{\rho}$ не зависит от энергии электронов и является постоянной величиной. Строго говоря,

$$\bar{\rho} = \frac{1}{q} \int_{E_e} \phi(E_e) \frac{S_Z(E_e)}{S_\Gamma(E_e)} \chi(E_e) dE_e. \quad (6.56)$$

Следовательно, чтобы точно определить среднее значение тормозной способности, необходимо знать энергетический спектр электронов.

В формуле (6.55) произведение qW равно энергии, поглощенной в единице объема полости ΔE_{II} . В общем случае любого наполнения полости и любого состава окружающего его материала формула Брэгга – Грея имеет вид

$$\Delta E_Z = \bar{\rho} \Delta E_{II}. \quad (6.57)$$

Таким образом, соотношение Брэгга – Грея устанавливает связь между поглощенной энергией в полости и окружающей ее стенке.

В общем случае формула (6.57) справедлива, если выполняются одновременно все три исходных предположения. В частном случае, когда атомный состав вещества полости и окружающей стенки один и тот же, формула (6.57) в соответствии с теоремой Фано справедлива для полости любых размеров.

6.9. ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ДОЗИМЕТРИЧЕСКОГО ДЕТЕКТОРА В ПОЛЕ ФОТОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Определим чувствительность детектора ε как его отклик на единицу измеряемой величины. Пусть ΔE_0 – поглощенная в единице объема некоторого образцового вещества энергия, которую необходимо измерять, а s – показание (отклик) детектора, соответствующее этой поглощенной энергии. Тогда чувствительность детектора

$$\varepsilon = s / \Delta E_0. \quad (6.58)$$

Рассмотрим такой детектор, отклик которого, характеризующий радиационно-индуцированные изменения в его чувствительной области, пропорционален поглощенной энергии в веществе стенки, окружающей чувствительную область. Типичный пример такого детектора – полостная ионизационная камера, в которой выполнены условия Брэгга – Грея. Чувствительная область в данном случае – это газонаполненная полость, ионизация газа в которой и является мерой отклика детектора. Для неизменного спектрального состава излучения отклик пропорционален энергии, поглощенной в единице объема стенки около газовой полости ΔE_Z :

$$s = a \Delta E_Z, \quad (6.59)$$

где a – постоянный коэффициент.

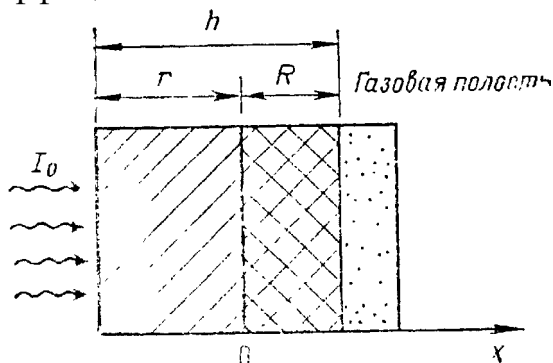


Рис. 6.8. Упрощенная геометрия дозиметрического детектора

Упрощенная геометрия такого детектора представлена на рис. 6.8. Полагая, что стенка плоская, а направленное моноэнергетическое излучение с плотностью потока энергии (интенсивностью) I_0 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 в стенке фотонным излучением. Это есть эффективная толщина стенки, электроны из которой могут попасть в чувствительную область и произвести ионизацию газа. Величина ΔE_Z в данном случае есть средняя поглощенная энергия в единице объема стенки в пределах толщины R :

$$\Delta E_Z = \frac{1}{R} \int_0^R I_0 \exp(-\mu_Z r) \exp(-\mu_Z x) \mu_{kZ} dx, \quad (6.60)$$

где μ_Z – коэффициент ослабления излучения в материале стенки; μ_{kZ} – коэффициент передачи энергии в том же материале.

Из формул (6.58) и (6.59) для чувствительности детектора можно написать:

$$\varepsilon = a \Delta E_Z / \Delta E_0. \quad (6.61)$$

Обозначим μ_{k0} – коэффициент передачи энергии излучения в образцовом веществе. Тогда поглощенная в единице объема образцового вещества энергия $\Delta E_0 = I_0 \mu_{k0}$ и, следовательно,

$$I_0 = \Delta E_0 / \mu_{k0}. \quad (6.62)$$

Подставив выражение интенсивности излучения из формулы (6.62) в формулу (6.60) и взяв интеграл, получим

$$\Delta E_Z = \Delta E_0 \frac{\mu_{kZ}}{\mu_{k0}} \exp(-\mu_Z r) \frac{1 - \exp(-\mu_Z R)}{\mu_Z R}. \quad (6.63)$$

Произведем замену $r = h - R$ (см. рис. 6.9), подставим выражение (6.63) в (6.61) и после несложных преобразований получим для чувствительности детектора:

$$\varepsilon = a \frac{\mu_{kZ}}{\mu_{k0}} \exp(-\mu_Z r) \frac{1 - \exp(-\mu_Z R)}{\mu_Z R}. \quad (6.64)$$

Три множителя в правой части формулы (6.64), кроме коэффициента a , зависят от энергии фотонов, что и определяет энергетическую зависимость чувствительности детектора. Исследуем последовательно влияние каждого множителя.

Отношение линейных коэффициентов передачи энергии для двух веществ строго пропорционально отношению соответствующих электронных коэффициентов μ_{keZ} и μ_{ke0} :

$$\mu_{kZ} / \mu_{k0} \sim \mu_{keZ} / \mu_{ke0}. \quad (6.65)$$

Зависимость μ_{keZ} / μ_{ke0} от энергии фотонов наиболее сильной оказывается в области низких энергий, при которых существенную роль играет фотоэффект.

С ростом энергии излучения уменьшается роль фотоэффекта по сравнению с комптон-эффектом. При наличии только комптон-эффекта отношение μ_{keZ}/μ_{ke0} не зависит от энергии фотонов. При дальнейшем увеличении энергии фотонов одновременно могут происходить комптон-эффект и эффект образования пар. В этих условиях зависимость отношения μ_{keZ}/μ_{ke0} от энергии излучения определяется эффективным атомным номером стенки камеры и образцового вещества по отношению к эффекту образования пар.

Примем в качестве образцового вещества воздух. Рассмотрим область низких энергий излучения, в которой одновременно происходят фото- и комптон-эффекты. Отношение электронных коэффициентов передачи энергии можно написать в следующем виде:

$$\frac{\mu_{keZ}}{\mu_{keB}} = \frac{\tau_{keZ} + \sigma_{keZ}}{\tau_{keB} + \sigma_{keB}}. \quad (6.66)$$

Коэффициент τ_{ke} можно представить в виде произведения двух коэффициентов, один из которых зависит от эффективного атомного номера вещества (a_Z), другой – только от энергии фотонов [$\eta(E_\gamma)$]; электронный коэффициент комптоновского взаимодействия σ_{ke} одинаков для всех веществ и зависит только от энергии излучения:

$$\begin{aligned} \tau_{keZ} &= a_Z \eta(E_\gamma), \\ \tau_{keB} &= a_B \eta(E_\gamma), \\ \sigma_{keZ} &= \tau_{keB} = f(E_\gamma). \end{aligned} \quad (6.67)$$

где функции $\eta(E_\gamma)$ и $f(E_\gamma)$ определяют зависимость соответственно коэффициентов τ_{ke} и σ_{ke} от энергии фотонов. Коэффициенты a_Z и a_B пропорциональны третьей степени эффективного атомного номера соответственно вещества стенки и воздуха.

Используя формулы (6.67), получаем

$$\frac{\mu_{keZ}}{\mu_{keB}} = \frac{a_Z \eta(E_\gamma) + f(E_\gamma)}{a_B \eta(E_\gamma) + f(E_\gamma)} = \frac{a_Z \zeta(E_\gamma) + 1}{a_B \zeta(E_\gamma) + 1}, \quad (6.68)$$

где $\zeta(E_\gamma) = \eta(E_\gamma)/f(E_\gamma)$.

Взяв производную отношения μ_{keZ}/μ_{keB} по энергии, после несложных преобразований получим

$$\frac{d}{dE_\gamma} \left(\frac{\mu_{keZ}}{\mu_{keB}} \right) = \frac{a_Z - a_B}{[a_B \zeta(E_\gamma) + 1]^2} \zeta'(E_\gamma). \quad (6.69)$$

При одновременно идущих фото- и комптон-эффектах коэффициент σ_{ke} увеличивается, а коэффициент τ_{ke} уменьшается с увеличением энергии фотонов (см. рис. 6.4); следовательно, функция $\zeta(E_\gamma)$ уменьшается с увеличением E_γ и ее производная $\zeta'(E_\gamma)$ имеет отрицательный знак.

Знак производной отношения μ_{keZ}/μ_{keB} согласно формуле (6.69) полностью определяется знаками $\zeta'(E_\gamma)$ и $(a_Z - a_B)$; последний в свою очередь зависит от отношения эффективного атомного номера вещества детектора (стенки наперстковой камеры) $Z_{\text{эф.ст}}$ и воздуха $Z_{\text{эф.в.}}$.

Рассмотрим случаи различных соотношений между $Z_{эф.см}$ и $Z_{эф.В}$.

1. $Z_{эф.см} > Z_{эф.В}$, при этом условии $a_Z > a_B$ и производная отношения μ_{keZ}/μ_{keB} имеет отрицательный знак. Это означает, что само отношение коэффициентов передачи энергии уменьшается с ростом энергии E_γ .

2. $Z_{эф.см} = Z_{эф.В}$, при этом условии $a_Z = a_B$ и производная равна нулю. Отношение коэффициентов μ_{keZ}/μ_{keB} и чувствительность не зависят от энергии фотонов.

3. $Z_{эф.см} < Z_{эф.В}$, производная отношения $a_Z < a_B$ имеет положительный знак, а отношение коэффициентов передачи энергии увеличивается с ростом энергии фотонов.

Аналогичные рассуждения можно привести и для больших энергий излучения, при которых одновременно происходят эффект образования пар и комптон-эффект. В этом случае вместо выражения (6.66) следует написать

$$\frac{\mu_{keZ}}{\mu_{keB}} = \frac{\nu_{keZ} + \sigma_{keZ}}{\nu_{keB} + \sigma_{keB}} = \frac{a_Z^\Pi \eta_\Pi(E_\gamma) + f(E_\gamma)}{a_B^\Pi \eta_\Pi(E_\gamma) + f(E_\gamma)}, \quad (6.70)$$

где a_Z^Π, a_B^Π и $\eta_\Pi(E_\gamma)$ имеют тот же смысл для эффекта образования пар, что и a_Z, a_B и $\eta(E_\gamma)$ для фотоэффекта. Коэффициенты a_Z^Π, a_B^Π пропорциональны первой степени эффективного атомного номера соответственно вещества детектора и воздуха.

Продифференцировав последнее выражение, получим

$$\frac{d}{dE_\gamma} \left(\frac{\mu_{keZ}}{\mu_{keB}} \right) = \frac{a_Z^\Pi - a_B^\Pi}{[a_B^\Pi \zeta_\Pi(E_\gamma) + 1]^2} \zeta'_\Pi(E_\gamma). \quad (6.71)$$

где $\zeta_\Pi(E_\gamma) = \eta_\Pi(E_\gamma)/f(E_\gamma)$.

При одновременно идущих комптон-эффекте и эффекте образования пар σ_k уменьшается, а ν_k увеличивается с ростом энергии фотонов (см. рис. 6.4). Следовательно, функция $\zeta_\Pi(E_\gamma)$ увеличивается с ростом энергии E_γ а ее производная $\zeta'_\Pi(E_\gamma)$ имеет положительный знак. Анализ формулы (6.71) при различных соотношениях между $Z_{эф.см}$ и $Z_{эф.В}$ приводит к следующему.

1. $Z_{эф.см} > Z_{эф.В}$. Отношение коэффициентов передачи энергии μ_{keZ}/μ_{keB} увеличивается с ростом энергии фотонов.

2. $Z_{эф.см} = Z_{эф.В}$. Отношение μ_{keZ}/μ_{keB} не зависит от энергии фотонов.

3. $Z_{эф.см} < Z_{эф.В}$. Отношение μ_{keZ}/μ_{keB} уменьшается с ростом энергии фотонов.

Зависимость отношения μ_{keZ}/μ_{keB} от E_γ определяется изменением чувствительности дозиметрического детектора с энергией фотонов. Ход этого изменения оказывается различным в зависимости от эффективного атомного номера вещества детектора и диапазона энергий измеряемого излучения (рис. 6.9).

В множителе $\exp(-\mu_Z h)$ от энергии фотонов зависит коэффициент ослабления излучения μ_Z , который уменьшается с ростом энергии в области преобладания фото- и комптон-эффектов, проходит через минимум, а затем возрастает вследствие эффекта образования пар; соответственно множитель $\exp(-\mu_Z h)$ по мере увеличения энергии фотонов сначала растет, проходит через максимум, а затем уменьшается. В последнем множителе формулы (6.64) две величины за-

висят от энергии: коэффициент ослабления μ_Z и пробег электронов R . Энергетическая зависимость этого множителя определяется зависимостью от энергии произведения $\mu_Z R$. Множитель $[\exp(\mu_Z R - 1)]/(\mu_Z R)$ монотонно возрастает от нуля до бесконечности с увеличением $\mu_Z R$. В области средних энергий (фотоэффект и комптон-эффект) коэффициент ослабления уменьшается, а пробег электронов μ_Z увеличивается с ростом энергии фотонов. Это приводит к тому, что произведение $\mu_Z R$ мало меняется с изменением энергии излучения в этом диапазоне. Расчеты показывают, что для энергии фотонов от 1,5 МэВ и $Z_{эф} < 15$ произведение $\mu_Z R \ll 1$ и рассматриваемый множитель можно принять равным единице. Например, для алюминия при $E_\gamma = 2$ МэВ он равен 0,975.

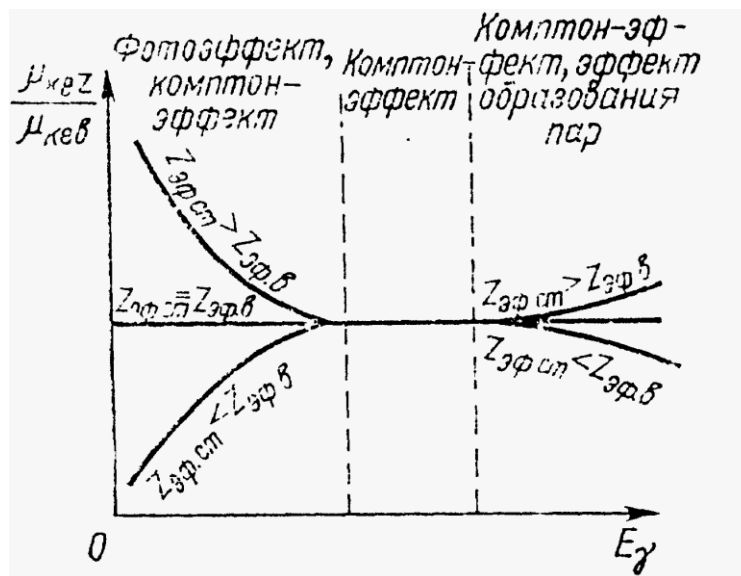


Рис. 6.9. Энергетическая зависимость чувствительности детектора

В области низких энергий, однако, μ_Z сильно зависит от энергии фотонов вследствие фотоэффекта, и роль рассматриваемого множителя может быть заметной. В области высоких энергий (эффект образования пар) $\mu_Z R$ быстро растет с энергией, так как увеличиваются обе величины: μ_Z и R . При этом множитель $[\exp(\mu_Z R - 1)]/(\mu_Z R)$ также монотонно возрастает, принимая максимальное значение при $R = h$, т.е. когда пробег электронов становится равным полной толщине стенки. На рис. 6.10 показана зависимость чувствительности воздушно-эквивалентной камеры от энергии излучения при толщине стенки $h=1$ г/см². Если $Z_{эф.ст} < Z_{эф.В}$, то эффект поглощения обуславливает резкую зависимость чувствительности от энергии. Если $Z_{эф.ст} > Z_{эф.В}$, то эффект поглощения несколько компенсирует энергетическую зависимость чувствительности, а для очень низких энергий становится преобладающим.

В качестве примера на рис. 6.11 показана энергетическая зависимость чувствительности для алюминиевой камеры с толщиной стенки 1 г/см².

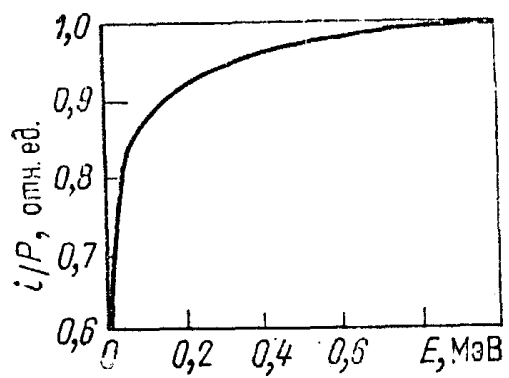


Рис. 6.10. Энергетическая зависимость чувствительности воздухоэквивалентной камеры с толщиной стенки 1 г/см^2

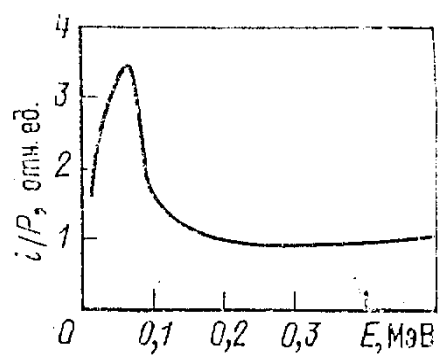


Рис. 6.11. Энергетическая зависимость чувствительности алюминиевой камеры с толщиной стенки 1 г/см^2

7. ГАЗОВЫЕ ИОНИЗАЦИОННЫЕ ДОЗИМЕТРИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ

7.1. ОБЛАСТИ РАБОТЫ ГАЗОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ

Зависимость величины импульса напряжения на выходе газонаполненного детектора от напряжения на его электродах представлена на рис. 7.1. На участке I происходят два конкурирующих процесса: сбор зарядов на электродах и рекомбинация ионов в газовом объёме. При увеличении напряжения скорость ионов увеличивается, что уменьшает вероятность рекомбинации.

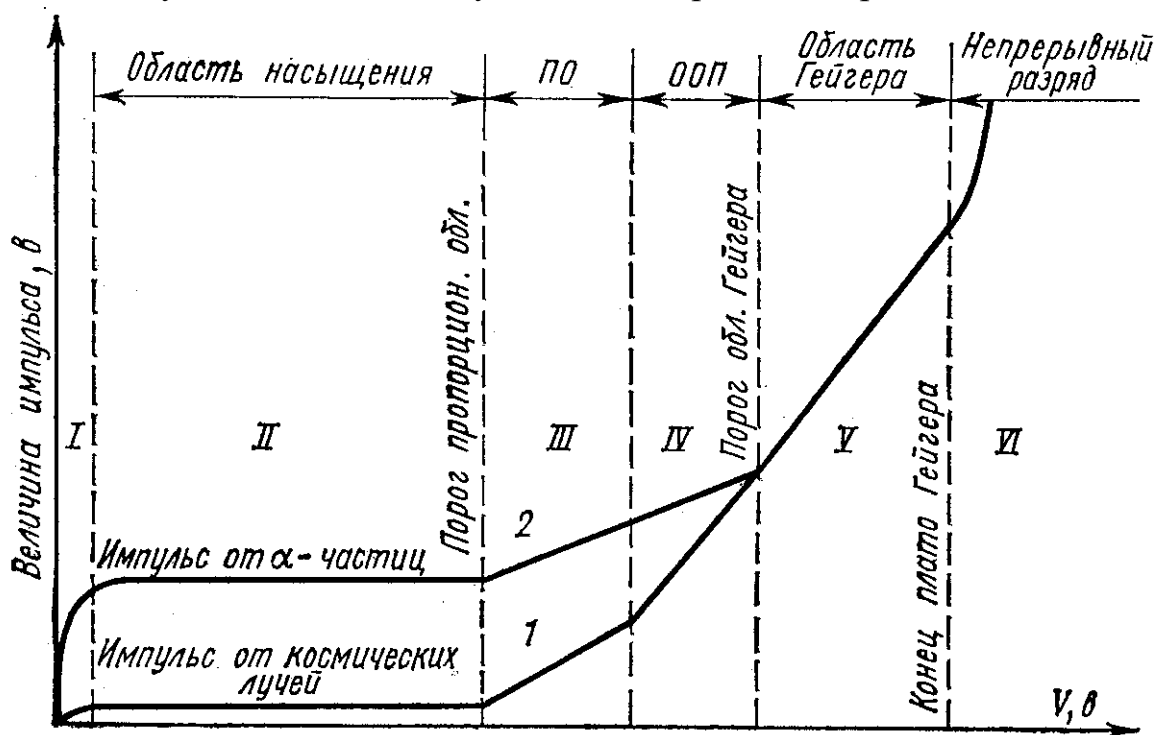


Рис.7.1. Вольт-амперная характеристика газонаполненного детектора в различных областях напряжений

На участке II практически все заряды, образованные в детекторе, собираются на электродах. Этот участок называется областью насыщения. Именно в этой области работают *ионизационные камеры*.

При дальнейшем увеличении напряжения электроны, созданные в результате первичной ионизации, ускоряются полем настолько, что становятся способными при столкновении с нейтральными атомами газа ионизировать их, т.е. создавать некоторое количество вторичных ионов. Этот процесс называется *газовым усилением*. В области III работают *пропорциональные счётчики*.

Область работы пропорциональных счётчиков затем сменяется участком IV ограниченной пропорциональности.

Наконец, на участке V газовое усиление возрастает настолько, что собираемый заряд не зависит от первичной ионизации. Это так называемая область Гейгера-Мюллера. Однако разряд, как и во всех предыдущих областях, является вынужденным, т.е. начинается после прохождения частицы.

Дальнейшее увеличение напряжения приводит к непрерывному разряду (область VI), поэтому эта область для регистрации частиц не используется.

Ионизационные камеры, пропорциональные счётчики, счётчики Гейгера-Мюллера представляют наиболее характерные типы газонаполненных детекторов. Каждый из этих приборов имеет свои специфические особенности.

7.2. ИОНИЗАЦИОННЫЕ КАМЕРЫ

7.2.1. Принцип работы и конструкции ионизационных камер

Ионизационные камеры позволяют производить весьма разнообразные измерения. В силу того, что ток в камере связан однозначно с первичной ионизацией в газовом объёме, ионизационные камеры используют для обнаружения и измерения радиоактивности, при исследовании космических лучей, пучков в ускорителях и при идентификации частиц (*плотность* ионизации зависит от типа частиц). Как известно, средняя энергия W_i , необходимая для образования ионной пары, практически не зависит от природы и энергии частиц (см. табл. 7.1), поэтому с помощью ионизационных камер можно измерять энергии частиц. Для увеличения плотности ионизации и тока камеры наполняют газом под большим давлением вплоть до десятка атмосфер. Временное разрешение достигает 10^{-6} с.

Таблица 7.1. Средняя энергия ионизации газов, используемых в газонаполненных детекторах

Газ	Z	A	ρ , г/см ²	W_i для e^-	W_i для α
H ₂	2	2	$8,38 \times 10^{-5}$	37	36
He	2	4	$1,66 \times 10^{-4}$	41	43
N ₂	14	28	$1,17 \times 10^{-3}$	35	37
O ₂	16	32	$1,33 \times 10^{-3}$	31	33
Ne	10	20,2	$8,39 \times 10^{-4}$	36	37
Ar	18	39,9	$1,66 \times 10^{-3}$	26	26
Kr	36	83,8	$3,49 \times 10^{-3}$	24	24
Xe	54	131,3	$5,49 \times 10^{-3}$	22	22
CO ₂	22	44	$1,86 \times 10^{-3}$	33	35
CH ₄	10	16	$6,70 \times 10^{-4}$	28	29
C ₄ H ₁₀	34	58	$2,42 \times 10^{-3}$	23	24

Геометрия ионизационных камер выбирается в зависимости от применения. Имеются плоские ионизационные камеры, состоящие из двух плоскопараллельных пластин, между которыми образуется однородное электрическое поле. В цилиндрических камерах анодом служит центральный электрод, внешний проводящий цилиндр выполняет функцию катода.

Основные элементы ионизационной камеры и её вольт-амперные характеристики приведены на рис. 7.2 и 7.3.

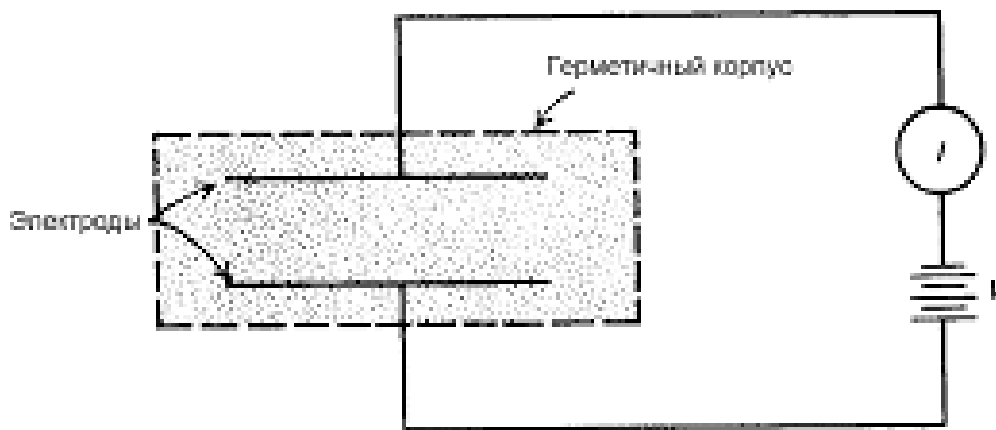


Рис. 7.2. Структура ионизационной камеры

Когда ионизационная камера используется в режиме постоянного тока, производится сбор отрицательного заряда свободных электронов и отрицательных ионов. В этом случае в качестве наполнителя может использоваться любой газ, даже обладающий большим сродством к электронам в т.ч. обычный воздух. Хотя процесс рекомбинации протекает при наличии отрицательных ионов более активно, однако менее существенными становятся диффузионные потери. Условия насыщения достигаются на расстояниях нескольких сантиметров при приложенных напряжениях порядка десятков и сотен вольт. Для увеличения плотности ионизации используется часто более тяжёлый газ аргон.

Рассмотрим процесс формирования тока в ионизационной камере. Предположим, что в поле излучения постоянной интенсивности в единицу ионизационного объёма между электродами камеры в единицу времени образуется q пар ионов и все эти ионы под действием электрического поля достигают электродов. Тогда ионизационный ток в установившемся режиме, т.е. ток насыщения, равен

$$i_0 = qeV, \quad (7.1)$$

где e – заряд электрона (заряд однократно ионизированного атома или молекулы); V – ионизационный объём камеры.

Созданные излучением положительные и отрицательные ионы могут рекомбинировать между собой и выбывать таким образом из числа носителей зарядов, формирующих электрический ток. Скорость рекомбинации пропорциональна произведению концентрации положительных n_1 и n_2 отрицательных

ионов. Если принять $n_1 = n_2 = n$, то результирующая скорость изменения концентрации ионов определяется выражением

$$\frac{dn}{dt} = q - \alpha n^2, \quad (7.2)$$

где α – коэффициент рекомбинации.

В отсутствие электрического поля в установившемся режиме скорость ионообразования q равняется скорости исчезновения ионов αn^2 , $dn/dt=0$ и устанавливается равновесная концентрация ионов

$$n_0 = \sqrt{q/\alpha}. \quad (7.3)$$

Если по достижении равновесия прекратить действие излучения, концентрация ионов непрерывно уменьшается вследствие рекомбинации:

$$n_t = \frac{n_0}{1 + \alpha n_0 t} = \frac{n_0}{1 + t/\tau_\alpha}. \quad (7.4)$$

Данное выражение является решением уравнения (7.2) при $q = 0$. Величина $\tau_\alpha = 1/(\alpha n_0) = 1/\sqrt{\alpha q}$ – время, в течение которого концентрация ионов уменьшается вследствие рекомбинации в 2 раза – характерное время рекомбинации.

Ток ионизации формируется ионами, избежавшими рекомбинации. На перенос ионов в ионизационном объёме влияет также и диффузия. По мере увеличения напряжения на камере растёт сила электрического поля и все большая часть ионов не успевает рекомбинировать. При этом ток рекомбинации растёт, асимптотически приближаясь к току насыщения.

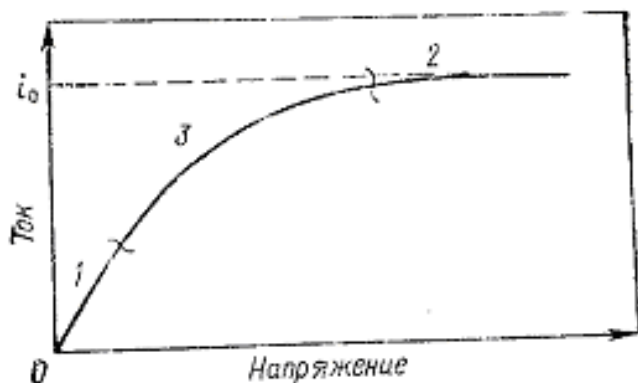


Рис. 7.3. Вольт-амперные характеристики ионизационной камеры: 1 – начальный (омический) участок; 2 – область установившегося режима (область насыщения); 3 – промежуточная область

Скорость ионообразования, рекомбинация ионов, их перенос под действием электрического поля и следствие диффузии определяют вольт-амперную характеристику ионизационной камеры (рис. 7.3).

В поле излучения постоянной интенсивности ток насыщения i_0 имеет простую связь с мощностью дозы излучения $\dot{D}_T$ в ионизационном объёме камеры:

$$i_0 = eV\rho_T\dot{D}_T/W, \quad (7.5)$$

где ρ_r – плотность газа в камере; W – средняя энергия ионообразования для газа в камере. (В дальнейшем, если не будет оговорено особо, предполагается, что ионизационная камера заполнена воздухом.)

Умножив обе части равенства (7.5) на время облучения t , имеем

$$Q_0 = eV\rho_r D_T / W, \quad (7.6)$$

где Q_0 – полный заряд, образованный в камере за время t , D_T – доза излучения в газе камеры.

Из уравнения (7.5) следует, что ток насыщения в ионизационной камере пропорционален мощности дозы, а полный заряд, образованный за некоторое время, пропорционален дозе, накопленной за это же время. Эти особенности ионизационных камер и предопределили их использование в дозиметрии.

Поскольку рабочие токи в ионизационных камерах малы (порядка 10^{-12} А и ниже), токи утечки через изолятор должны быть исключительно малыми. При включении, показанном на рис. 7.2, ток утечки суммируется с измеряемым током ионизации и создает неконтролируемую помеху. Чтобы снизить её величину до 1% от тока ионизации 10^{-12} А при напряжении питания 100 В, сопротивление изолятора должно составлять 10^{16} Ом. Хотя такие изоляторы существуют, однако в процессе эксплуатации накопление влаги и загрязнение поверхности не позволяют поддерживать столь низкий уровень утечек. Поэтому в конструкцию ионизационных камер вводят охранные кольца [21] (рис. 7.4). Большая часть прикладываемого напряжения U падает на внешнем изоляторе, ток утечки которого не суммируется с ионизационным током, снимаемым с центрального электрода. Падение напряжения на внутреннем кольце изолятора равно всего лишь падению напряжения на зажимах амперметра, которое очень мало, поэтому составляющая тока утечки, добавляемая к сигналу, существенно меньше по сравнению со случаем без охранного кольца.

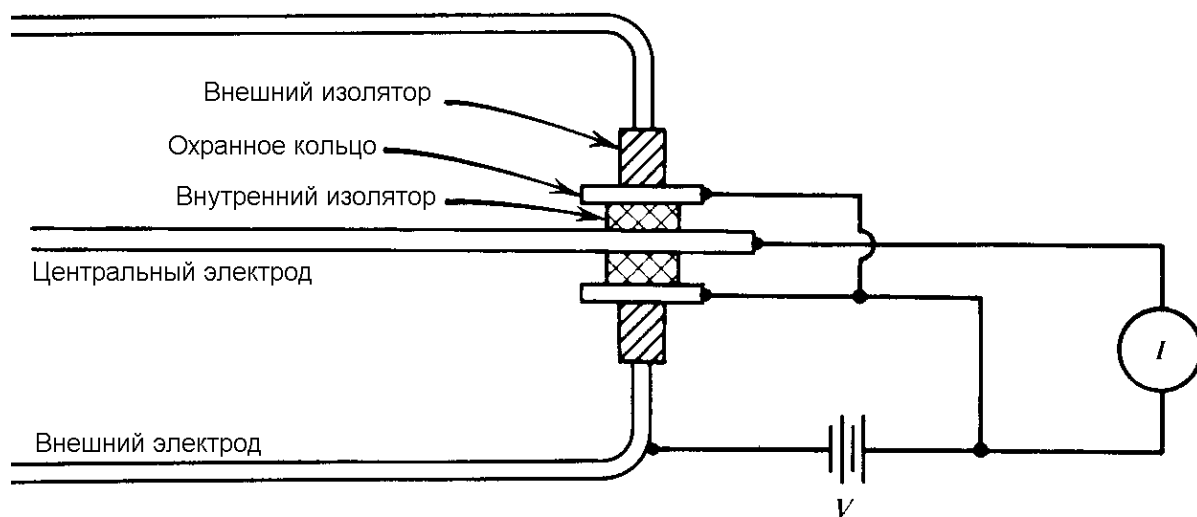


Рис. 7.4. Поперечное сечение края цилиндрической ионизационной камеры с охранным кольцом

Одним из важнейших применений ионизационных камер является измерение экспозиционных доз γ -облучения. Для этих целей идеально подходит

ионизационная камера с воздушным заполнением, ибо экспозиционная доза определяется по ионизационному заряду, создаваемому в сухом воздухе. При определённых условиях измеряемый ионизационный ток будет показывать экспозиционную дозу. Задача эта, однако, не такая простая, как может показаться на первый взгляд, потому что необходимо учитывать все ионизационные заряды, создаваемые всеми вторичными электронами, возникшими в данном объёме. Поскольку длина пробега вторичных электронов в воздухе достигает нескольких метров, то при прямой реализации данного метода потребовалась бы камера недопустимо больших размеров. Эта проблема обходится введением принципа электронного равновесия, который предполагает, что при равномерном облучении выделенного объёма воздуха и очень большого окружающего объёма количество электронов, ушедшее из выделенного объёма, равно количеству электронов, поступивших в него извне, и заряд можно мерить только в выделенном объёме.

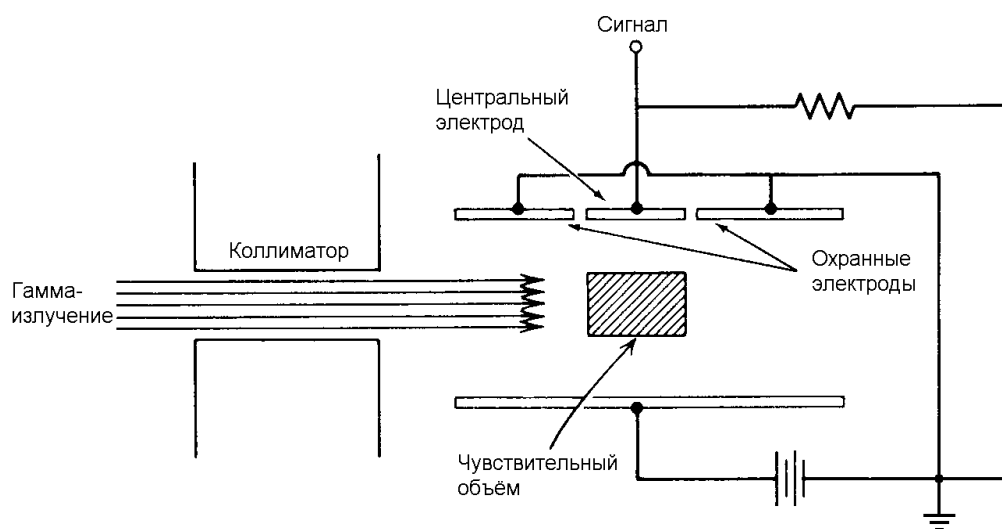


Рис. 7.5. Открытая ионизационная камера

Схема установки для измерения экспозиционной дозы с помощью воздушной открытой ионизационной камеры приведена на рис. 7.5. Края камеры сделаны нечувствительными за счёт охранных электродов. Линии электрического поля перпендикулярны плоскопараллельным электродам камеры, и чувствительный объём камеры ограничивается проекцией центрального электрода. Пучок гамма-излучения коллимируется таким образом, чтобы он проходил достаточно далеко от электродов камеры, и вторичные электроны на них не попадали. Поэтому в вертикальном направлении компенсация не требуется, но имеет место в горизонтальном направлении. Такой метод измерения используется для измерения экспозиционной дозы, создаваемой гамма-излучением энергией около 100 кэВ.

Ионизационные камеры работают как в режиме постоянного тока, так и в импульсном режиме.

7.2.2. Особенности работы ионизационных камер при непрерывном облучении

Пусть j – плотность тока в камере при разности потенциалов на электродах U ; E – напряженность электрического поля; n^+ и n^- – концентрация соответственно положительных и отрицательных ионов в камере; k^+ и k^- – подвижность положительных и отрицательных ионов; α – коэффициент рекомбинации. Отметим, что в общем случае система уравнений ионизационной камеры произвольной геометрии решения не имеет, поэтому далее будем рассматривать плоскопараллельную камеру (рис. 7.6) в предположении, что диффузия ионов отсутствует. Если в единицу времени в единице объема создается q пар ионов, то в пренебрежении диффузией ионов уравнения ионизационной камеры имеют следующий вид:

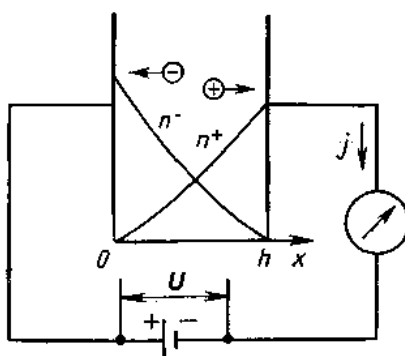


Рис. 7.6. Движение ионов в плоскопараллельной ионизационной камере

$$\begin{aligned} j &= (k^+ n^+ + k^- n^-) e E; \\ \frac{dE}{dx} &= 4\pi e (n^+ - n^-); \\ q &= \alpha n^+ n^- + k^+ \frac{d(n^+ E)}{dx}. \end{aligned} \quad (7.7)$$

Приближенное выражение для вычисления эффективности собирания ионов можно получить, исходя из следующего. Пусть Q – полное число пар ионов, образующихся в объеме камеры в единицу времени; Q_j – число пар ионов, уносимых в единицу времени на электроды; Q_α – число пар ионов, исчезающих в единицу времени в результате рекомбинации.

Для плоскопараллельной камеры

$$\begin{aligned} Q &= qh; \\ Q_\alpha &= \int_0^h \alpha n^+ n^- dx; \\ Q_j &= \frac{j}{e}. \end{aligned} \quad (7.8)$$

При отсутствии насыщения плотность тока j равна

$$j = f \cdot j_0, \quad (7.9)$$

где f есть эффективность собирания ионов.

Решение системы уравнений (7.8) в предположении $U=Uh$ даёт следующую формулу для эффективности собирания ионов:

$$f = \frac{2}{1 + \sqrt{1 + \frac{2}{3}\xi^2}}, \quad (7.10)$$

где ξ есть безразмерный параметр

$$\xi = \sqrt{\alpha q} \frac{h^2}{U \sqrt{k^+ k^-}}. \quad (7.11)$$

Выражение (7.10) называют *формулой Боуга*.

Эффективность собирания ионов в камере другой формы также определяется формулой (7.10), если в выражении (7.11) величину h заменить величиной эквивалентного зазора между электродами $h_{\text{экв}}$. Эквивалентный зазор может быть найден из условия, что камеры различной формы, но с одинаковыми значениями эквивалентного зазора должны иметь одинаковую электрическую емкость, отнесенную к единице объема межэлектродного пространства:

$$\frac{C}{V} = \frac{1}{4\pi h_{\text{экв}}^2}, \quad (7.12)$$

где C – межэлектродная ёмкость камеры.

Для цилиндрической камеры

$$h_{\text{экв}} = (a-b) \sqrt{\frac{a+b}{a-b} \frac{\ln \frac{a}{b}}{2}}; \quad (7.13)$$

для сферической камеры

$$h_{\text{экв}} = (a-b) \sqrt{\frac{1}{3} \left(\frac{a}{b} + 1 + \frac{b}{a} \right)}, \quad \text{ы} \quad (7.14)$$

где a – внутренний радиус внешнего электрода; b – внешний радиус внутреннего электрода.

Зависимость эффективности собирания ионов от коэффициента рекомбинации, подвижности ионов, межэлектродного расстояния, приложенного к электродам напряжения и скорости ионообразования определяет закономерности ионизационной камеры. Установить их можно при исследовании зависимости безразмерного параметра ξ от перечисленных величин. Можно показать, что ξ есть отношение времени уноса электронов электрическим полем, τ_E , ко времени рекомбинации, τ_α :

$$\xi = \frac{\tau_E}{\tau_\alpha}, \quad (7.15)$$

Чем быстрее ионы уносятся электрическим полем, т.е. чем меньше τ_E , тем менее вероятно их исчезновение вследствие рекомбинации и тем выше должна быть эффективность собирания ионов:

$$f \rightarrow 1 \text{ при } \xi \rightarrow 0 \text{ и } f \rightarrow 0 \text{ при } \xi \rightarrow \infty.$$

Снова обратимся к формуле (7.11). Из нее следует, что эффективность собирания ионов уменьшается с ростом q , но так как скорость новообразования

пропорциональна мощности дозы излучения $\dot{D}$, то при прочих неизменных условиях эффективность собирания f уменьшается с увеличением $\dot{D}$. Формула также показывает, что при одновременном изменении q и U эффективность собирания ионов остается постоянной, если не изменяется отношение $\sqrt{q}/U$. Отсюда важный практический вывод: для поддержания заданного значения эффективности собирания ионов при изменении мощности дозы $\dot{D}$ необходимо изменять напряжение на камере пропорционально $\sqrt{\dot{D}}$. Практически это условие может оказаться принципиальным ограничением для обеспечения заданного значения f при больших значениях мощности дозы. Действительно, необходимое значение напряжения на камере может превысить то, при котором наступает ударная ионизация или даже электрический пробой газа в межэлектродном пространстве. Из рассматриваемой формулы также следует, что при неизменной напряженности электрического поля ($U/h = \text{const}$) эффективность собирания ионов f возрастает с уменьшением межэлектродного расстояния h . Физически это понятно: уменьшается время уноса ионов электрическим полем.

Сложная зависимость ионизационного тока от мощности дозы затрудняет применение в дозиметрических целях ионизационных камер, работающих не в режиме насыщения. Однако задача упрощается, если работать на начальном (омическом) участке вольт-амперной характеристики. Рассмотрим режим работы камеры, далекий от насыщения. Эффективность f уменьшается по мере роста параметра ξ , и вдали от насыщения при малой эффективности собирания ионов величина ξ принимает столь большие значения, что оказывается справедливым условие $\xi \gg 1$. Это позволяет формулу (7.10) приближенно написать следующим образом:

$$f \approx \frac{\sqrt{6}}{\xi} = \frac{U}{h^2} \sqrt{\frac{6k^+k^-}{\alpha q}}. \quad (7.16)$$

Поскольку $f = j/j_0$, а $j_0 = qeh$, то из (7.16) можно получить выражение для ионизационного тока на начальном участке вольт-амперной характеристики:

$$f = U\sqrt{q} \frac{e}{h^2} \sqrt{\frac{6k^+k^-}{\alpha}}. \quad (7.17)$$

Так как скорость ионообразования q пропорциональна мощности дозы в воздухе $\dot{D}_B$, то $j \sim U\sqrt{\dot{D}_B}$, т.е. вдали от насыщения на начальном участке вольт-амперной характеристики ионизационный ток пропорционален напряжению и корню квадратному из мощности дозы. Ток насыщения пропорционален мощности дозы, следовательно, на начальном участке ионизационный ток пропорционален корню квадратному из тока насыщения. Это соотношение соблюдается тем точнее, чем меньше приложенная к камере разность потенциалов U . Прямая пропорциональность между током и напряжением свидетельствует о применимости закона Ома (отсюда – омический участок).

7.2.3. Универсальная характеристика ионизационной камеры

Введём безразмерную величину θ , определяемую соотношением

$$\theta = \frac{R_0}{R}, \quad (7.18)$$

где $R = U/i$ – сопротивление камеры при напряжении на ее электродах, равном U ; $R_0 = \lim_{U \rightarrow 0} U/i$ – сопротивление камеры на начальном, омическом, участке вольт-амперной характеристики, которое для краткости назовем начальным сопротивлением.

Заметим, что при постоянном напряжении U начальное сопротивление R_0 в соответствии с формулой (7.17) обратно пропорционально корню квадратному из мощности дозы:

$$R_0 \sim \frac{1}{\sqrt{D_B}}.$$

Приближённые решения общей системы уравнений ионизационной камеры, полученные разными авторами [2], можно представить в виде зависимости эффективности собирания ионов f от величины θ . Оказалось, что в таком представлении исчезает явная зависимость эффективности собирания ионов от размеров камеры, подвижности ионов, скорости новообразования. Формулы имеют различный вид, определяемый принятыми допущениями, но все они выражают связь лишь между двумя физическими величинами: f и θ . Отсюда представляется справедливым предположение, что по самой природе процессов, происходящих в ионизационной камере, *соотношение между эффективностью собирания ионов f и величиной θ универсально в том смысле, что не зависит от размеров камеры, природы наполняющего газа и интенсивности излучения.*

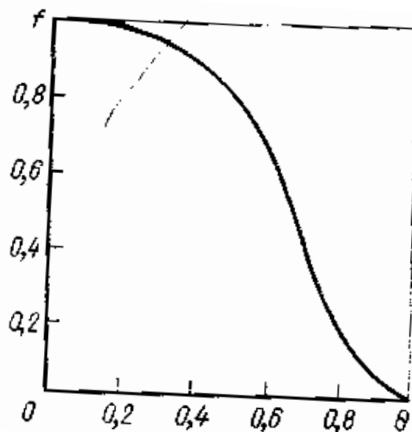


Рис. 7.7. Универсальная характеристика ионизационной камеры

На рис. 7.7 представлены результаты обработки большого числа вольт-амперных характеристик цилиндрической ионизационной камеры, полученных при различных межэлектродных расстояниях и различной мощности дозы рентгеновского излучения. Все экспериментальные точки в пределах погрешности ложатся на одну кривую, которая и представляет собой универсальную характеристику.

Для практических целей универсальную характеристику камеры можно использовать в случае измерения большой мощности дозы.

Как уже указывалось, для обеспечения постоянного значения эффективности собирания ионов в полях различной интенсивности приложенное к камере напряжение должно быть пропорционально $\sqrt{\dot{D}}$. При достаточно высокой мощности дозы могут потребоваться столь большие напряжения, что обеспечение заданной эффективности собирания ионов окажется невозможным. Так, для плоскопараллельной камеры, наполненной воздухом при нормальном давлении, с межэлектродным расстоянием, равным 1 см, чтобы обеспечить эффективность собирания $f = 0,99$ при мощности экспозиционной дозы 10^4 Р/с, необходимо приложить столь большое напряжение, что наступает электрический пробой газа.

При других обстоятельствах ограничивающим фактором служит ударная ионизация, которая при достаточно высокой мощности дозы может наступить при более низком напряжении, чем необходимо для обеспечения заданной эффективности собирания ионов. Все это ограничивает дозиметрическое применение ионизационных камер большой мощности дозы.

При наличии универсальной характеристики нет необходимости обеспечивать высокую эффективность собирания ионов. Действительно, в полях высокой интенсивности легко измерить начальное сопротивление камеры R_0 . Кроме того, достаточно провести еще одно измерение ионизационного тока i при напряжении на камере U за пределами омического участка вольт-амперной характеристики и найти соответствующее сопротивление $R = U/i$. Из этих данных вычисляют значение $\theta = R_0/R$. По универсальной характеристике определяют эффективность собирания ионов f для данного значения θ . Эта же эффективность собирания соответствует измеренному току i . Ток насыщения теперь легко найти по соотношению $i_0 = i/f$.

7.2.4. Особенности работы ионизационной камеры при импульсном облучении

Тормозное излучение, возникающее в ускорительных установках, импульсных трубках и рентгеновских аппаратах, может создавать большие мгновенные значения мощности дозы при сравнительно малых средних значениях. Это обстоятельство создает особые условия работы ионизационной камеры.

Рассмотрим процессы, происходящие в плоскопараллельной камере, находящейся в пучке импульсного излучения. Пусть длительность каждого импульса настолько мала, что образовавшиеся ионы не успевают заметно изменить своего положения. В то же время предположим, что интервал между импульсами больше времени, необходимого для собирания ионов на электродах. При этих условиях можно считать, что происходит мгновенная ионизация, а собирание ионов в каждом импульсе идет независимо от других импульсов ионизации.

Если бы к камере не было приложено напряжение, концентрация ионов после каждого импульса изменялась бы по закону

$$n = \frac{n_0}{(1 + \alpha n_0 t)}, \quad (7.19)$$

где n_0 – начальная концентрация ионов, созданных мгновенно импульсом излучения; α – коэффициент рекомбинации ионов.

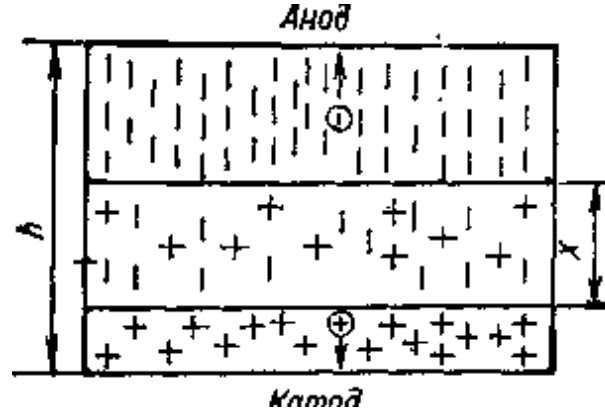


Рис. 7.8. Пространственное распределение ионов в плоской ионизационной камере при импульсном облучении

При наличии электрического поля положительные ионы перемещаются к катоду, а отрицательные – к аноду, и в некоторый момент времени после ионизации в камере будут существовать область положительных ионов, область отрицательных ионов и область перекрытия шириной X , в которой находятся и положительные, и отрицательные ионы (рис. 7.8).

Концентрация ионов в области перекрытия определяется формулой (7.19), а ширина области изменяется от величины, равной расстоянию между электродами h , до нуля:

$$X = h - (k^+ + k^-) \frac{Ut}{h}. \quad (7.20)$$

Отсюда время перекрытия

$$T = \frac{h^2}{(k^+ + k^-)U}. \quad (7.21)$$

В течение этого времени ионы рекомбинируют в пределах области перекрытия. Ионы, которые не успели прорекомбинировать за это время, достигнут электродов. Полное число пар ионов, прорекомбинировавших за время T , равно

$$Q_\alpha = \int_0^T \alpha n^2 X dt. \quad (7.22)$$

Подставив в формулу (7.22) значения n и X , после интегрирования получим

$$Q_\alpha = n_0 h \left[1 - \frac{1}{\eta} \ln(1 + \eta) \right], \quad (7.23)$$

где

$$\eta = \alpha n_0 T = \frac{\alpha n_0 h^2}{(k^+ + k^-)U}. \quad (7.24)$$

Полное число пар ионов, образованных в объеме камеры одним импульсом излучения

$$Q_0 = n_0 h. \quad (7.25)$$

Эффективность собирания ионов

$$f = \frac{Q_0 - Q_\alpha}{Q_0} = \frac{1}{\eta} \ln(1 + \eta). \quad (7.26)$$

Чтобы уяснить физический смысл величины η , напомним

$$\eta = \frac{T}{\frac{1}{\alpha n_0}} = \frac{T}{\tau_\alpha}, \quad (7.27)$$

где τ_α — время, в течение которого концентрация ионов в области перекрытия уменьшится в результате рекомбинации в 2 раза (время рекомбинации).

Таким образом, эффективность собирания ионов полностью определяется отношением времени перекрытия ко времени рекомбинации: чем меньше это отношение, тем выше эффективность собирания ионов. Из формулы (7.27) следует, что

$$\lim_{\eta \rightarrow 0} f = 1, \text{ а } \lim_{\eta \rightarrow \infty} f = 0.$$

Формула (7.26) получена в предположении, что пространственный заряд не искажает электрического поля между электродами. Анализ показывает, что учет пространственного заряда ведет к некоторому увеличению коэффициента η при заданном напряжении на камере, но зависимость эффективности собирания от η можно определить по формуле (7.26).

Из формул (7.26) и (7.27) следует, что для импульсного излучения, как и для непрерывного, при неизменной интенсивности ионизации эффективность собирания ионов будет тем выше, чем меньше расстояние между электродами и чем больше подвижность ионов и напряжение на камере.

Можно получить эффективность собирания ионов, близкую к 100%, вследствие большей подвижности ионов, применяя газы, не образующие отрицательных ионов (например, чистый аргон). В этом случае электроны быстро собираются на аноде камеры и пространство между электродами оказывается заполненным малоподвижными положительными ионами. Положительный пространственный заряд может, однако, ограничить собирание электронов, если созданное им поле сравнимо с полем, обусловленным, внешним источником напряжения.

Однако пространственный заряд не влияет на эффективность собирания ионов при условии, что

$$U > 2\pi e n_0 h^2. \quad (7.28)$$

Практически важен вопрос об изменении эффективности собирания ионов в случае перехода от непрерывного облучения к импульсному при постоянной средней мощности дозы. Изменение эффективности собирания ионов ограничивает возможность применения камер, проградуированных при непрерывном облучении, для дозиметрии импульсного излучения.

Можно показать, что параметр η связан со средней мощностью дозы $\bar{D}$ следующим соотношением:

$$\eta = \frac{\alpha h^2}{(k^+ + k^-)U} \frac{\bar{D}}{a\nu}, \quad (7.29)$$

где ν – частота следования импульсов, a – коэффициент, зависящий от размерностей величин.

Отсюда следует, что *при постоянном значении средней мощности дозы эффективность собирания ионов растет с увеличением частоты следования импульсов ν .*

В чистом виде импульсность проявляется до тех пор, пока время между импульсами больше времени вытягивания ионов, т.е. пока

$$\frac{1}{\nu} \geq T_0, \quad (7.30)$$

где T_0 – время полного вытягивания ионов из камеры, определяемое скоростью перемещения наименее подвижных ионов. Полагая приближенно подвижность положительных и отрицательных ионов одинаковой и равной k , получаем

$$T_0 = \frac{h^2}{kU} = 2T. \quad (7.31)$$

В качестве критерия импульсности можно принять условие (7.30). Значение максимальной частоты $\nu_{\max}$ ограничивает применение формулы (7.32):

$$\nu_{\max} = \frac{1}{T_0} = \frac{kU}{h^2}. \quad (7.32)$$

При очень большой частоте ($\nu \rightarrow \infty$) происходит непрерывное облучение, и эффективность собирания ионов для плоскопараллельной камеры можно определить формулой (7.26):

$$f_{\text{непр}} = \frac{2}{1 + \sqrt{1 + \frac{2\xi^2}{3}}}, \quad (7.33)$$

где для $k^+ = k^- = k$

$$\xi = \frac{1}{k} \sqrt{\alpha q} \frac{h^2}{U}. \quad (7.34)$$

При частоте, несколько большей $\nu_{\max}$, когда время между импульсами остается сравнимым со временем перекрытия, строго говоря, неприменимы ни формула (7.27), ни формула (7.33). Формула (7.33) в этом случае несколько занижает, а формула (7.39) завышает эффективность собирания ионов.

Подстановка значения $\nu_{\max}$ из формулы (7.32) в формулу (7.29) дает минимальное значение величины $\eta_{\min}$:

$$\eta_{\min} = \frac{\alpha h^4}{2k^2 U} \frac{\bar{D}}{a}. \quad (7.35)$$

Величина $\eta_{\min}$ определяет максимальную эффективность собирания ионов при импульсном облучении в пределах применимости (7.26).

$$f_{\max} = \frac{1}{\eta_{\min}} \ln(1 + \eta_{\min}). \quad (7.36)$$

Сравним максимальную эффективность собирания ионов при импульсном облучении с эффективностью собирания ионов при непрерывном облучении, полагая по-прежнему $k^+ = k^- = k$. При непрерывном облучении мощность дозы $\bar{D} = aq$. Поэтому

$$\xi^2 = \frac{\alpha}{k^2} \frac{h^4 \bar{D}}{aU^2}. \quad (7.37)$$

Для одинаковой мощности дозы ($\bar{D} = \bar{D}$) из формул (7.35) и (7.37) получим

$$\eta_{\min} = \frac{\xi^2}{2} \quad (7.38)$$

Отсюда

$$f_{\max} = \frac{1}{\xi^2} \ln \left(1 + \frac{1}{2} \xi^2 \right). \quad (7.39)$$

Формулы (7.34) и (7.39) определяют эффективность собирания ионов в плоскопараллельной камере при непрерывном облучении и в поле импульсного излучения при условии равенства средней мощности дозы.

В табл. 7.2 приведены значения отношения $f_{\max}/f_{\text{непр}}$ при различных значениях ξ^2 , вычисленные по формулам (7.35) и (7.39).

Таблица 7.2. Отношение $f_{\max}/f_{\text{непр}}$ при различных значениях ξ^2

ξ^2	$f_{\text{непр}}$	$f_{\max}$	$f_{\max}/f_{\text{непр}}$	ξ^2	$f_{\text{непр}}$	$f_{\max}$	$f_{\max}/f_{\text{непр}}$
0,0	1,000	1,000	1,000	3	0,743	0,610	0,831
0,1	0,985	0,980	0,995	4	0,685	0,550	0,803
0,5	0,940	0,890	0,947	5	0,650	0,500	0,770
0,8	0,895	0,840	0,940	10	0,530	0,358	0,675
2,0	0,790	0,693	0,877				

Из таблицы видно, что эффективность собирания ионов при импульсном излучении всегда меньше, чем при непрерывном, и разница в эффективности увеличивается с ростом значения ξ^2 . Поскольку ξ^2 пропорционально средней мощности дозы излучения, при одинаковом значении средней мощности дозы эффективность собирания ионов в одной и той же камере при импульсном облучении всегда меньше, чем при непрерывном. Эффективность собирания ионов при импульсном облучении относительно непрерывного облучения падает с увеличением средней мощности дозы и с уменьшением частоты поступления импульсов. Это всегда следует иметь в виду при практических измерениях дозы импульсного излучения. Для дозиметров, градуированных по непрерывному излучению, эффективность собирания ионов необходимо оценивать исходя из частоты следования импульсов, которая обычно бывает известна, или из приближенного значения ожидаемой мощности дозы излучения.

Эффективность собирания ионов в камерах цилиндрической или сферической формы при импульсном облучении можно получить тем же способом,

что и для плоскопараллельной камеры. Формулы для собирания ионов в случае цилиндрической и сферической геометрий полностью совпадают с формулой (7.32), если в выражение для η вместо h подставить соответствующие эквивалентные зазоры, определённые выше.

7.2.5. Напёрстковые ионизационные камеры

7.2.5.1. Соотношение между током насыщения и мощностью дозы в напёрстковых камерах

Полостными, или напёрстковыми, камерами называются маленькие камеры, ионизационный объем которых окружен твердой стенкой. Ионизационный объем играет роль газовой полости, а стенка – твердой среды, окружающей полость. Обычно стенка является одним из электродов камеры. Камеры, у которых стенки и газ имеют одинаковый атомный состав, называются гомогенными. В соответствии с формулой Брэгга – Грея напёрстковые камеры по измеренному току насыщения позволяют определить поглощённую дозу в материале стенки и при определённых условиях – экспозиционную дозу. Рассмотрим основные закономерности напёрстковых камер. Пусть ΔE – энергия, поглощаемая в единицу времени в единице объема воздуха при нормальных условиях в месте расположения напёрстковой камеры; воздух в камере находится при нормальных условиях ($t = 0^\circ\text{C}$; $p = 760$ мм рт. ст.).

При электронном равновесии

$$\Delta E_B = \mu_{kB} \Delta E_Z / \mu_{kZ}, \quad (7.40)$$

где μ_{kB} и μ_{kZ} – линейный коэффициент передачи энергии соответственно в воздухе и веществе стенки камеры.

Обозначим S_{eZ} среднюю тормозную способность материала Z , рассчитанную на один электрон среды; S_{eB} – то же для воздуха; n_B и n_Z – число электронов в 1 г соответственно воздуха и вещества Z ; ρ_B и ρ_Z – плотность воздуха и вещества Z . Среднее отношение тормозных способностей равно $\bar{\xi} = S_{eZ} n_Z \rho_Z / S_{eB} n_B \rho_B$.

Чувствительность камеры по мощности дозы определяется выражением

$$\frac{i_0}{\dot{D}_B} = \frac{eV}{aW} \frac{\mu_{keB} S_{eB}}{\mu_{keZ} S_{eZ}}, \quad (7.41)$$

где μ_{keB} , μ_{keZ} – коэффициенты передачи энергии соответственно для воздуха и вещества стенок, рассчитанные на один электрон; a – постоянный коэффициент.

Выражение (7.41) даёт энергетическую зависимость чувствительности напёрстковой камеры.

Камеру можно использовать для измерения мощности дозы только в том случае, если ее чувствительность по мощности дозы можно считать не зависящей от энергии фотонов измеряемого излучения.

Отношение S_{eB}/S_{eZ} в формуле (7.41) практически не зависит от энергии излучения, и энергетическая зависимость чувствительности полностью определяется зависимостью отношения коэффициентов передачи энергии μ_{keB}/μ_{keZ} от

энергии фотонов. Если эффективный атомный номер стенок камеры равен эффективному атомному номеру воздуха, то $\mu_{keB}/\mu_{keZ} = 1$. Материалы (вещества), имеющие одинаковый с воздухом эффективный атомный номер, называются воздухоэквивалентными материалами (веществами). Для камер с твердыми воздухоэквивалентными стенками с точностью до эффекта плотности можно считать также, что $S_{eB}/S_{eZ} = 1$. Следовательно, для камер с воздухоэквивалентными стенками $i_0/\dot{D}_B = eV/aW$.

Отсюда при измерении мощности экспозиционной дозы ($\dot{D}_B \rightarrow \dot{X}$) камеры с воздухоэквивалентными стенками не имеют энергетической зависимости чувствительности¹⁰. Коэффициент a определяется из условия, что при мощности экспозиционной дозы $\dot{X}_B = 1$ Р/с заряд, образующийся в 1 см³ камеры в 1 с, равен

$$\frac{\Delta E_{eB}}{W} = 3,33 \cdot 10^{-10} \text{ Кл}/(\text{с} \cdot \text{см}^2).$$

Отсюда

$$\begin{aligned} i_0 &= 3,33 \times 10^{-10} V \dot{X}_B; \\ \dot{X}_B &= 3,0 \times 10^9 \frac{i_0}{V}. \end{aligned} \quad (7.42)$$

Здесь i_0 – ток насыщения в камере, наполненной воздухом, при температуре 0 °С и давлении 760 мм рт. ст; V – объём камеры, см³; $\dot{X}_B$ – мощность экспозиционной дозы, Р/с. Если ток насыщения i_0 измеряется при температуре T , °С, и давлении p , мм рт. ст., то

$$\begin{aligned} P_B &= 3,0 \times 10^9 \frac{i'_0}{V} \left(1 + \frac{t}{273}\right) \frac{760}{p}; \\ i'_0 &= 3,33 \times 10^{-10} \frac{273}{273+t} \frac{p}{760} V P_B, \end{aligned} \quad (7.43)$$

где P_B – в Р/с; i'_0 – в А.

Подчеркнем, что уравнения (7.42) и (7.43) справедливы для воздухоэквивалентной камеры.

7.2.5.2. Роль толщины и материала стенок напёрстковых камер

Если напёрстковую 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. 7.9. При нулевой толщине стенки ток обусловлен только теми электронами, которые высвободились в газовом объеме, и имеет малую величину i_l . По мере увеличения толщины стенок повышается вклад в ионизацию электронов, 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 рав-

¹⁰ Это справедливо только в предположении, что нет заметного ослабления излучения в стенке камеры. В большинстве случаев это предположение вполне оправданно, если толщина стенки незначительна превосходит пробег электронов.

новесной. При дальнейшем увеличении толщины стенки будет сказываться ослабление излучения и ток будет уменьшаться.

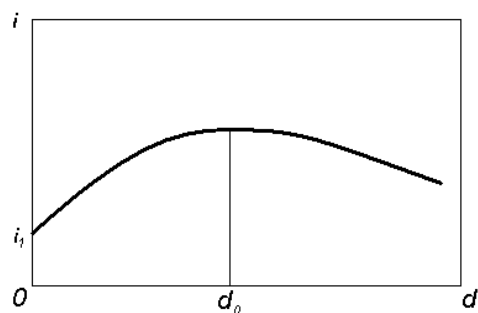


Рис. 7.9. Зависимость ионизационного тока i от толщины стенки напёрстковой камеры d

На практике между источником и камерой обычно имеются различные материалы (воздух, экраны, стенки препарата и т.п.), из которых электроны могут попасть в ионизационный объем камеры при недостаточной толщине ее стенок.

Определяя роль материала стенки, заметим, что чувствительность камеры по формуле (7.41) зависит от материала стенки только через отношение μ_{keB}/μ_{keZ} . Коэффициент передачи энергии μ_{keZ} имеет разную зависимость от Z для различных эффектов взаимодействия: для «чистого» комптон-эффекта μ_{keZ} от материала стенки не зависит, для фотоэффекта и эффекта образования пар μ_{keZ} растет с увеличением Z , причем при фотоэффекте темп роста быстрее, чем при эффекте образования пар. Тормозная способность вещества S_{eZ} очень слабо уменьшается с увеличением атомного номера Z .

Таким образом, отношение μ_{keB}/μ_{keZ} , а следовательно, и чувствительность камеры увеличиваются с ростом атомного номера материала стенки, но характер роста зависит от энергии фотонов.

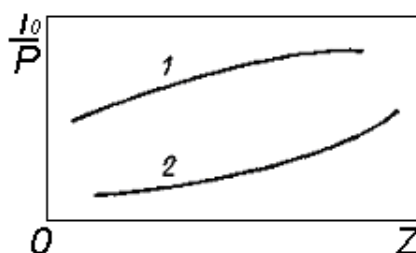


Рис. 7.10. Примерный вид зависимости чувствительности напёрстковой камеры от атомного номера материала стенки для разной энергии фотонного излучения: 1 – комптон-эффект; 2 – фотоэффект

Примерный вид зависимости чувствительности напёрстковой камеры от атомного номера материала стенки для разной энергии фотонов показан на рис. 7.10.

7.2.5.3. Роль состава газа и ионизационного объема напёрстковых камер

Для гомогенной камеры (атомный состав газа и стенок одинаков) формула Брэгга – Грея справедлива при любом объеме камеры; ток насыщения будет строго пропорционален объему при постоянном давлении и пропорционален давлению при постоянном объеме.

Для негомогенной камеры одним из необходимых условий выполнения формулы Брэгга – Грея является ионизационный объем, при котором можно пренебречь ионизацией, обусловленной электронами, освобожденными в газе, наполняющем объем. Другими словами, чем меньше объем при постоянном давлении или чем меньше давление при постоянном объеме, тем точнее выполняется формула (6.55) Брэгга-Грея $\Delta E_z = \bar{\xi} q W$. В пределах выполнения этого соотношения ионизационный ток насыщения пропорционален объему при постоянном давлении и пропорционален давлению при постоянном объеме для любого состава газа.

Формула для чувствительности камеры по мощности дозы при наполнении ее газом произвольного состава имеет следующий вид:

$$\frac{i'_0}{P_B} = \frac{eV}{aW_\Gamma} \frac{\mu_{ke\Gamma} S_{e\Gamma} n_\Gamma \rho_\Gamma}{\mu_{keZ} S_{eZ} n_Z \rho_Z}. \quad (7.44)$$

Зависимость чувствительности от состава газа определяется зависимостью от него величин $S_{e\Gamma}$, n_Γ , ρ_Γ и W_Γ .

7.2.6. Конденсаторные ионизационные камеры

Камеры, принцип работы которых основан на разрядке емкости, называются конденсаторными. Система из двух электродов, разделенных высококачественной изоляцией, заряжается внешним источником напряжения до начальной разности потенциалов U_0 . В поле ионизирующего излучения разность потенциалов уменьшается вследствие осаждения на электродах ионов, образованных в газовом объеме. Изменение электрического потенциала одного из электродов камеры относительно другого и служит мерой дозы излучения.

За время dt на электродах камеры накопится заряд

$$dQ = ef(U)qVdt, \quad (7.45)$$

где e – заряд одного иона; f – эффективность собирания ионов в камере, которая зависит от разности потенциалов U ; V – газовый объем, в котором происходит ионизация. Разность потенциалов в процессе облучения изменяется, поэтому эффективность собирания ионов не постоянна и зависит от времени облучения. Это обстоятельство является специфической особенностью конденсаторных ионизационных камер.

Если электрическая емкость камеры есть C , за время облучения t изменение потенциала одного электрода относительно другого составит

$$\Delta U = U_0 - U_t = \int_0^t \frac{e}{C} f(U)qVdt. \quad (7.46)$$

Практически всегда следует стремиться к тому, чтобы эффективность собирания ионов была близка к единице. Если $f(U) \approx 1$, то

$$\Delta U = \frac{eqVt}{C}, \quad (7.47)$$

или чувствительность конденсаторной камеры при полном собирании ионов

$$\frac{\Delta U}{D} = \frac{eV}{aC}, \quad (7.48)$$

где D – доза за время облучения t ; a – постоянный коэффициент. Чувствительность тем выше, чем больше объем камеры и чем меньше ее электрическая емкость.

Условие $f(U) \approx 1$ означает, что допускается некоторое изменение эффективности собирания ионов от 1 до f' . В этих пределах принимается $f(U) = 1$. Правомочность такого допущения определяется требуемой точностью измерения; чем меньше f' , тем больше погрешность, происходящая вследствие предположения о полном собирании ионов.

При непрерывном облучении средняя эффективность собирания ионов есть функция

$$f_{cp} = F\left(\frac{U_t}{U_0}, \xi_0\right), \quad (7.49)$$

где для плоскопараллельной камеры

$$\xi_0 = \sqrt{\frac{\alpha q}{k^+ k^-}} \frac{h^2}{U_0}. \quad (7.50)$$

Зависимость типа (7.49) справедлива для камер любых форм, если вместо h подставлять величину соответствующего эквивалентного зазора.

Типичные графики, соответствующие зависимости (7.49), представлены на рис. 7.11; с помощью подобных графиков можно производить необходимые практические расчеты.

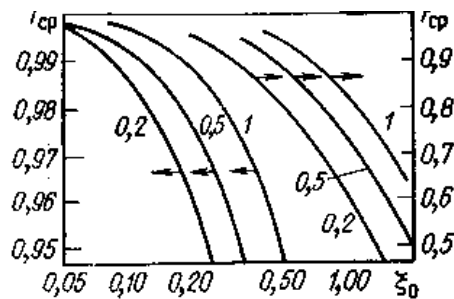


Рис. 7.11. Средняя эффективность собирания ионов в конденсаторной камере при непрерывном облучении. Параметром служит отношение U_t/U_0

При импульсном облучении конденсаторных камер следует различать два случая: разрядка камеры обусловлена серией малых импульсов ионизации или одним большим импульсом.

При импульсном облучении камеры с частотой ν можно получить зависимость типа (7.49) тем же путем, что и для непрерывного облучения, если воспользоваться формулой (7.26):

$$f_{cp} = F\left(\frac{U_t}{U_0}, \xi_0\right), \quad (7.51)$$

где для плоскопараллельной камеры

$$\eta_0 = \frac{\alpha h^2 q}{(k^+ + k^-) U_0 \nu}. \quad (7.52)$$

Для камер других геометрических форм используется эквивалентный зазор.

Правомерность формулы (7.26) в рассмотренном случае основана на том, что при действии большого числа малых импульсов относительное изменение напряжения камеры, приходящееся на каждый импульс, может быть незначительным; это позволяет считать, что уменьшение области перекрытия обусловлено постоянной разностью потенциалов.

Если значительная разрядка камеры вызвана одним большим импульсом, то указанное допущение может не выполняться и формулу (7.26) применять нельзя. В этом случае необходимо учитывать изменение напряжения на камере в течение времени перекрытия T . В случае плоскопараллельной камеры это приводит к тому, что скорость уменьшения области перекрытия не остается постоянной в течение времени перекрытия, и выражение для ширины области перекрытия принимает вид

$$X = h - (k^+ + k^-) \int_0^T U(t) dt, \quad (7.53)$$

а время перекрытия, в течение которого происходит рекомбинация ионов, можно найти из уравнения

$$\int_0^T U(t) dt = \frac{h^2}{k^+ + k^-}, \quad (7.54)$$

где напряжение $U(t)$ определяется зарядом на электродах через время t после импульса.

Указанные соображения позволяют рассчитать эффективность собирания ионов от одного импульса исходя из объемной рекомбинации, которая происходит в течение времени T , и построить графики, аналогичные изображенным на рис. 7.11. Численные оценки показывают, что эффективность собирания ионов в одном импульсе мало зависит от относительного изменения напряжения в течение времени собирания. Это объясняется тем, что большая часть ионов рекомбинирует в начальный момент, когда напряжение еще заметно не уменьшается.

Конденсаторные камеры находят широкое применение в индивидуальных дозиметрах. Предварительная зарядка камер осуществляется от отдельного источника напряжения. Разность потенциалов после облучения измеряют либо на отдельном измерительном пульте, либо с помощью специального электрометра, вмонтированного в корпус камеры.

7.3. СЧЁТЧИКИ ГЕЙГЕРА-МЮЛЛЕРА

В области Гейгера-Мюллера газовое усиление настолько велико, что в счётчике вспыхивает самостоятельный разряд. Вблизи порога этой области условия, необходимые для ударной ионизации, возникают только около нити. С увеличением напряжения область ударной ионизации увеличивается, а ионизация вследствие вторичных процессов быстро нарастает.

Каждый электрон на пути к аноду создаёт некоторое количество пар ионов и возбуждённых атомов. Возникают большие импульсы напряжения на аноде, величина которых не зависит от первичной ионизации. Достаточно хотя бы одной пары ионов, чтобы развился разряд, охватывающий весь объём счётчика. В области Гейгера-Мюллера коэффициент газового усиления достигает 10^{10} .

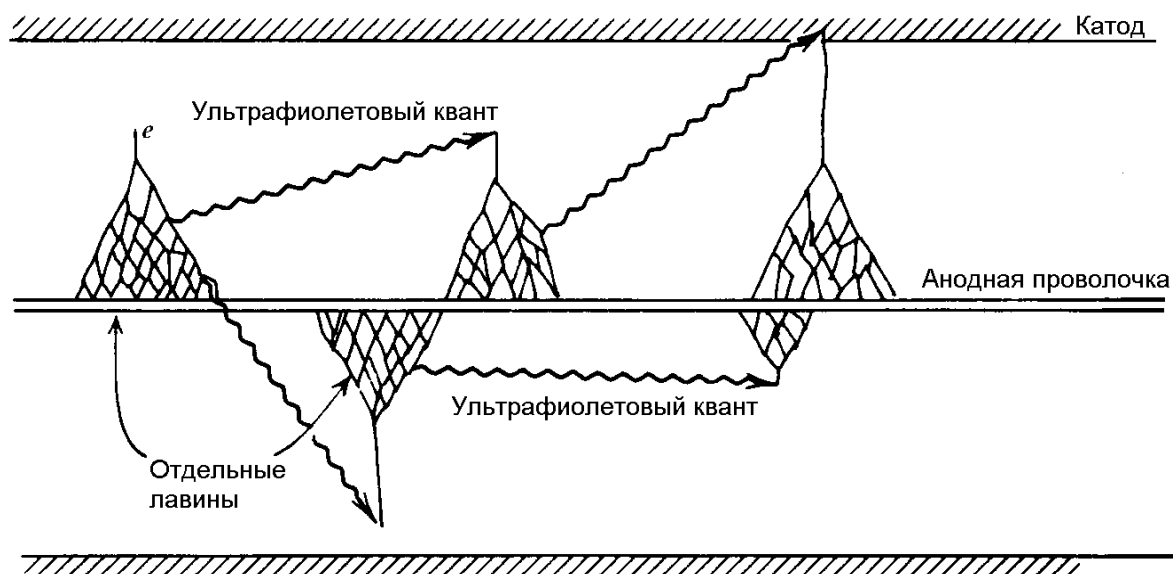


Рис. 7.12. Процесс лавинообразования в счётчике Гейгера-Мюллера

Возбуждённые атомы испускают ультрафиолетовые фотоны, которые, попадая на катод, выбивают из его поверхности фотоэлектроны (см. рис. 7.12). Эти электроны, ускоряясь на пути к аноду, сами создают электронные лавины. Таким образом внутри счётчика Гейгера-Мюллера создаётся последовательная серия электронных лавин. В счётчике происходит пробой, разряд переходит в самостоятельный и охватывает всю газовую область счётчика.

Сразу же после возникновения первичной ионизации ток электронов, протекающий через счётчик, начинает возрастать по экспоненциальному закону:

$$I = I_0 \exp(t/\tau), \quad (7.55)$$

где $\tau \approx 10^{-8} \div 10^{-7}$ с есть время движения электрона от катода к аноду.

Так как положительные ионы, число которых равно числу электронов, движутся значительно медленнее электронов, в разрядном промежутке образуется большой положительный объёмный заряд, который снижает напряжён-

ность поля между анодом и катодом и прекращает возрастание тока в счётчике. Ток достигает своего максимального значения $I_{\max} = (U - U_z)/R_c$, где U_z есть начальный потенциал зажигания газового разряда (для несамогасящихся счётчиков среднего размера $U_z = 500 \div 1000$ В); R_c – внутреннее сопротивление газоразрядного промежутка, зависящее от величины счётчика, диаметров катода и анода, типа газа и давления. Такой счётчик, очевидно, непригоден для работы, так как может зарегистрировать только одну частицу. Кроме того, в счётчиках, наполненных простыми газами, положительные ионы проходят весь путь до катода. Здесь они нейтрализуются, забирая электроны из металлической поверхности катода. При этом работа выхода электрона снижается, и возможно испускание электронов из поверхности катода, которые образуют повторные лавины. В силу этого необходимо принять специальные меры по гашению разряда. Простейшим способом гашения разряда является включение в цепь анода счётчика резистора большого номинала (см. рис. 7.11).

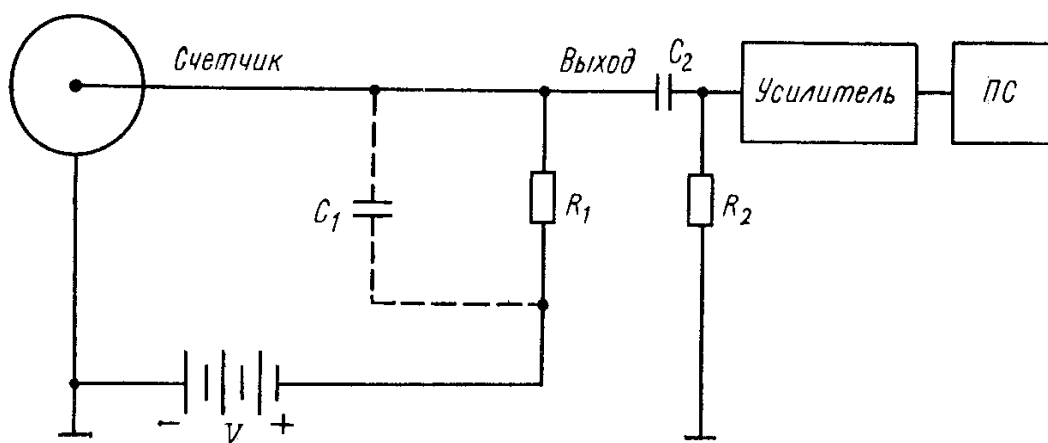


Рис. 7.13. Схема включения счётчика Гейгера-Мюллера

Достоинством этой схемы включения является то, что катод находится под потенциалом земли. Конденсатор C_2 разделяет высоковольтную цепь питания и входную цепь электронной схемы. Сопротивление R_1 ($10^8 \div 10^9$ Ом) включено последовательно с источником питания. Благодаря ему потенциал нити во время разряда снижается. Постоянная времени $R_1 C_1$, где C_1 есть общая ёмкость счётчика и входа усилителя, должна быть много больше времени собирания заряда в детекторе.

Другим способом гашения разряда в счётчике является введение в состав газа добавок, поглощающих ультрафиолетовое излучение. Такими добавками могут служить некоторые органические многоатомные газы с малыми коэффициентами прилипания электронов, например, пары этилового спирта. Эти молекулы поглощают ультрафиолетовое излучение, сопровождающее разряд, а при столкновениях с положительными ионами инертных газов нейтрализуют и переводят их из возбуждённых состояний в основное (энергия ионизации аргона 15,7 эВ, паров спирта 11,3 эВ). В результате на катод счётчика поступают не ионы нейтральных газов, а ионы органических молекул, обладающие меньшей энергией. Остаток энергии молекула спирта могла бы отдать двумя способами:

испустить фотон или затратить энергию на вырывание электрона. Однако ни того, ни другого не происходит из-за того, что время жизни молекулы в возбуждённом состоянии 10^{-13} с на несколько порядков короче времени жизни по отношению к излучению (10^{-7} с), а время, требуемое на вырывание электрона из катода, $\sim 10^{-10}$ с. Поэтому возбуждённая молекула спирта вынуждена распадаться на составные части (молекулы ацетилен, метана, кислорода и пр.) значительно раньше, чем могла бы испустить фотон или подойти ближе к поверхности катода.

Распад молекул спирта приводит к старению счётчиков. В счётчике средних геометрических размеров имеется около 10^{20} молекул спирта. Так как при каждом разряде в счётчике диссоциирует $\sim 10^{10}$ ионов спирта, то через 10^{10} импульсов все молекулы распадутся. Старение счётчиков проявляется в увеличении наклона плато и возрастание потенциала зажигания (рис. 7.14).

От этих недостатков свободны галогенные счётчики, в которых в качестве гасящих добавок служат бром или хлор. При гашении разряда двухатомные молекулы галогена диссоциируют, однако впоследствии рекомбинируют, восстанавливая первоначальное количество газа.

Интересным свойством галогенных счётчиков, наполненных неоном с примесями аргона и галогена, является низкое рабочее напряжение (~ 300 В).

Достоинством галогенных счётчиков является возможность их включения в токовый режим, в котором они могут применяться для измерения радиоактивного излучения большой интенсивности и в дозиметрическом контроле.

В течение некоторого промежутка времени, следующего непосредственно после разряда, электрическое поле понижено вследствие чехла положительных ионов. Поэтому импульсы, создаваемые попавшими в это время в счётчик частицами, имеют меньшую амплитуду (рис. 7.15, где по оси абсцисс отложен потенциал собирающего электрода. Частицы, попавшие в начальной стадии развития заряда, вообще не регистрируются. Этот интервал носит название *мёртвого времени счётчика*.

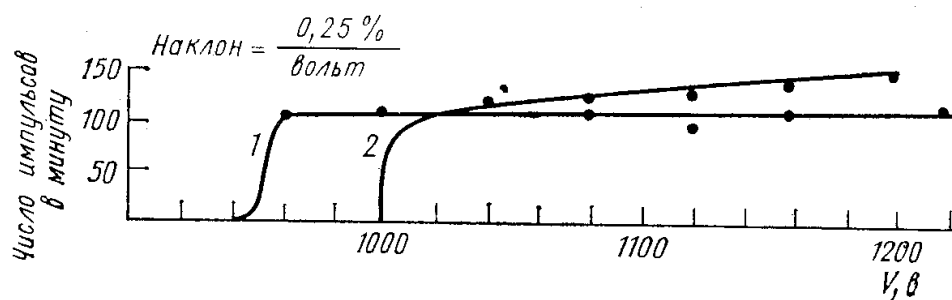


Рис. 7.14. Счётная характеристика счётчика Гейгера-Мюллера: 1 – наполненного аргоном с добавлением 10% паров спирта; 2 – тот же счётчик с добавлением 2% воздуха

Промежуток времени, необходимый для полного восстановления величины импульса после окончания мёртвого времени, называется временем восстановления t_m . Мёртвое время определяет минимальный промежуток времени

между приходом частиц, при котором обеспечивается их регистрация. Для счётчиков Гейгера-Мюллера оно имеет порядок 10^{-4} с.

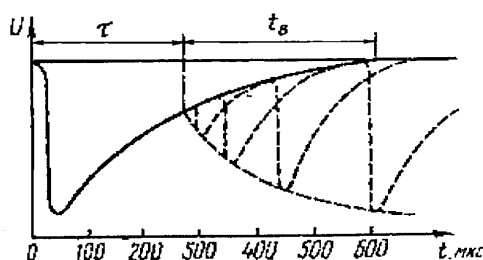


Рис. 7.15. Мёртвое время τ и время восстановления t_m счётчика Гейгера-Мюллера: U – потенциал собирающего электрода

Другим важнейшим параметром счётчика является *эффективность*, определяемая как отношение числа регистрируемых счётчиком частиц или квантов к полному числу проходящих через него. Счётчики Гейгера-Мюллера не обладают 100%-ной эффективностью даже при регистрации заряженных частиц, ибо не каждая частица создаёт пару ионов. Кроме того, часть ионов диффундирует в нерабочую область счётчика. Тем не менее, эффективность счётчика к быстрым электронам может достигать значений 99 и даже 99,9%.

Регистрация γ -квантов осуществляется за счёт фотопоглощения или комптоновского рассеяния, происходящих в основном в стенках счётчика, поэтому его эффективность для γ -излучения зависит от материала катода и энергии γ -квантов.

В области энергий $0,1 \div 1,5$ МэВ, где взаимодействие определяется в основном эффектом Комптона, материал стенок мало влияет на эффективность, поскольку и пробег электрона, и сечение комптон-эффекта пропорциональны атомному номеру Z . В области больших энергий, где основным процессом поглощения γ -квантов является образование электрон-позитронных пар, выгодно изготавливать стенки из материала с большим Z , поскольку сечение образования пар пропорционально Z^2 .

Эффективность счётчиков для γ -квантов составляет $\approx 1\%$.

Обладая высокой чувствительностью, счётчики Гейгера-Мюллера не способны дифференцировать различные виды излучений, различать их энергии, поэтому они используются как детекторы интенсивности излучения.

Счётчики Гейгера-Мюллера обладают высокой чувствительностью к ионизирующему излучению. Они широко применяются для обнаружения и исследования различного рода ионизирующих излучений: α - и β -частиц, γ -, рентгеновских и световых квантов, космических частиц, нейтронов, которые регистрируются по продуктам вызываемых ими реакций – заряженным частицам и γ -квантам.

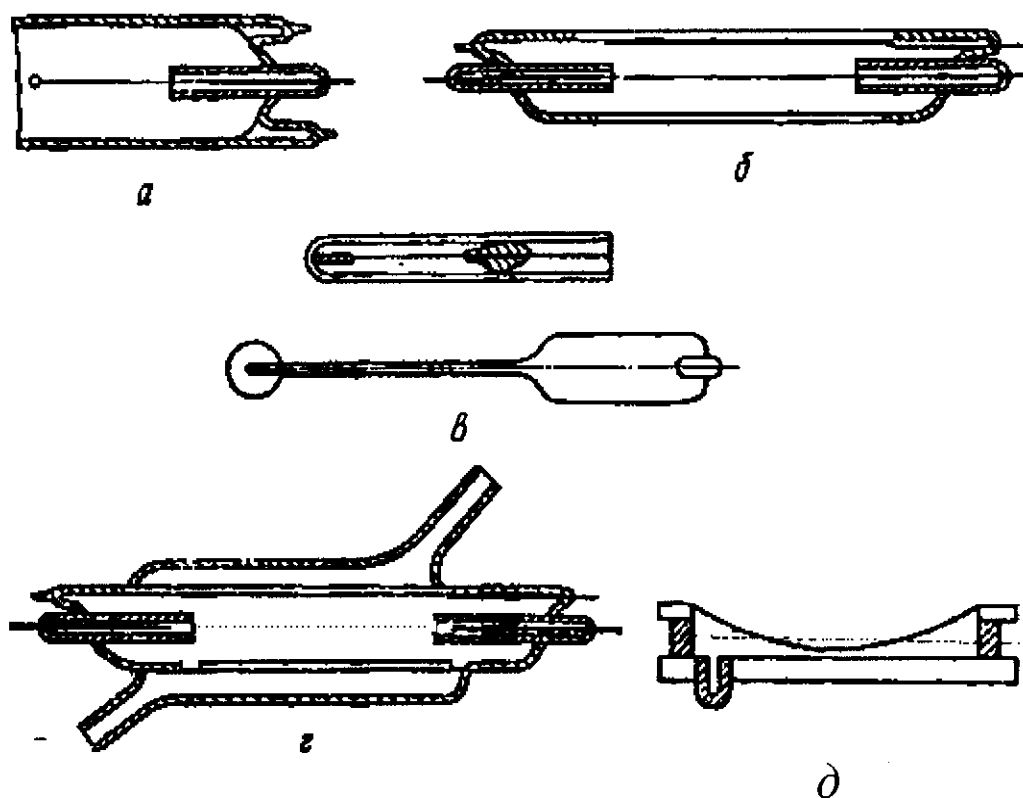


Рис. 7.16. Типовые конструкции счётчиков Гейгера-Мюллера: а – торцевой; б – цилиндрический; в – игольчатый; г – счётчик с рубашкой; д – плоскопараллельный

Типовые конструкции счётчиков Гейгера-Мюллера приведены на рис. 7.16. Счётчики Гейгера-Мюллера обладают относительной простотой и надёжностью. Чувствительность их к падающему излучению зависит также от проникающей способности частиц, поэтому толщина стенок или входного окошка счётчика не должна превышать свободного пробега частицы в их материале.

Чтобы оценить возможность применения газоразрядных счётчиков в дозиметрии фотонного излучения, необходимо установить связь между скоростью счета и мощностью дозы.

Пусть ϕ_γ – плотность потока фотонов; I – интенсивность излучения. Тогда мощность поглощённой дозы в воздухе (которая пропорциональна мощности экспозиционной дозы) равна

$$\dot{D} = \mu_{km} I = \mu_{km} \bar{E}_\gamma \phi_\gamma, \quad (7.56)$$

где $\bar{E}_\gamma$ – средняя энергия одного фотона, а μ_{km} – коэффициент передачи энергии для воздуха.

Если $n_{сч}$ – число разрядов в счётчике в единицу времени, отнесенное к единице площади его поверхности, а $\varepsilon_{сч}$ – эффективность счётчика, то

$$\phi_\gamma = \frac{n_{сч}}{\varepsilon_{сч}}. \quad (7.57)$$

Можно показать, что

$$\frac{n_{сч}}{X} = \frac{\varepsilon_{сч}}{\mu_{km} E_{\gamma}}. \quad (7.58)$$

Применимость того или иного счетчика для дозиметрии определяется зависимостью чувствительности $n_{сч}/X$ от энергии фотонов: чем сильнее эта зависимость, тем менее благоприятно применение счетчика.

Найдем энергетическую зависимость эффективности $\varepsilon_{сч}$. Если толщина катода счетчика больше пробега электронов в материале катода, то «действующей» толщиной катода будет слой, равный пробегу электронов. Только из этого слоя электроны могут попасть в чувствительный объем счетчика и вызвать разряд. Для каждого эффекта взаимодействия будет своя действующая толщина R_i , поскольку при разных эффектах освобождаются электроны с разной максимальной энергией.

Для i -го эффекта число взаимодействующих в единицу времени фотонов на действующей толщине будет $\phi_{\gamma}[1 - \exp(-\mu_i R_i)] \approx \phi_{\gamma} \mu_i R_i$, где μ_i – линейный коэффициент ослабления, соответствующий данному эффекту взаимодействия. Если считать, что в каждом акте взаимодействия высвобождается один электрон, то $\phi_{\gamma} \mu_i R_i$ есть число электронов, освобождающихся в единицу времени в «действующем» слое катода. Обозначим η_i долю тех электронов, которые из действующего слоя попадают в чувствительный объем и вызывают разряд. В общем случае при наличии фотоэффекта, комптон-эффекта и эффекта образования пар

$$n_{сч} = \phi_{\gamma} (\eta_{\tau} \tau R_{\tau} + 2\eta_{\chi} \chi R_{\chi} + \eta_{\sigma} \sigma R_{\sigma}) \quad (7.59)$$

где R_{τ} , R_{χ} и R_{σ} – максимальный пробег электронов при соответствующих эффектах; множитель 2 во втором члене указывает, что при эффекте образования пар образуются две заряженные частицы. Тогда

$$n_{сч} = \phi_{\gamma} (\eta_{\tau} \tau R_{\tau} + 2\eta_{\chi} \chi R_{\chi} + \eta_{\sigma} \sigma R_{\sigma}) \quad (7.60)$$

Величина η_i для данного эффекта зависит от пространственного и энергетического распределения электронов, а также от геометрии счетчика. В свою очередь пространственное распределение электронов зависит от энергии фотонов. Таким образом, в общем случае $\varepsilon_{сч}$ сложным образом зависит от энергии фотонов; точное определение этой зависимости связано с определенными трудностями. Энергетическая зависимость η_i , однако, не очень велика, что позволяет в частных случаях подобрать подходящее значение η , одинаковое для всех эффектов.

На рис. 7.17 показана экспериментально полученная зависимость эффективности счетчика с алюминиевым катодом от энергии фотонов. Из рисунка видно, что в пределах от 0,4 до 1,8 МэВ эффективность возрастает почти линейно. Коэффициент передачи энергии μ_{km} в этой области энергий изменяется мало. Таким образом, $\varepsilon_{сч}/\mu_{km} \bar{E}_{\gamma}$ в указанном диапазоне энергий остается почти постоянной величиной. Это позволяет измерять мощность экспозиционной дозы излучения, если энергия фотонов выше 0,4 МэВ. Счетчики с другими катодами могут оказаться пригодными для дозиметрических целей в другом диапазоне энергий фотонов.

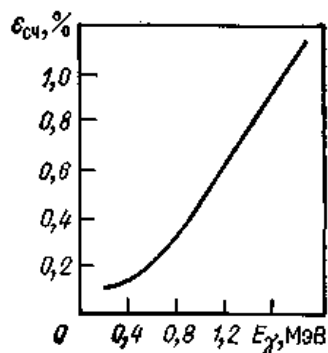


Рис. 7.17. Зависимость эффективности счетчика с алюминиевым катодом от энергии фотонов

В общем случае чувствительность счетчика заметно зависит от энергии излучения. Обычные промышленные счетчики имеют значительную зависимость чувствительности от энергии фотонов в области сравнительно низкоэнергетического излучения (до 0,6 МэВ). Лишь в узком интервале энергий с достаточной для практики точностью сохраняется пропорциональность между показаниями счетчика и мощностью дозы.

На рис. 7.18 показан типичный график изменения дозовой чувствительности счетчика с медным катодом от энергии фотонов. Градуировку приборов со счетчиками надежнее производить по излучению такого спектрального состава, который близок к измеряемому. Экспериментально можно подобрать такой материал катода и такую его толщину, которые обеспечили бы минимальную зависимость чувствительности счетчика по мощности дозы от энергии фотонов. Возможно, что наилучшие результаты можно получить со слоистым катодом.

Дополнительные фильтры обеспечивают практически постоянную чувствительность бета-счетчика по интенсивности в диапазоне энергий 150 кэВ – 2 МэВ. Эти счетчики можно использовать для измерения мощности дозы в том диапазоне энергий, где $\mu_{\text{км}}$ можно считать постоянной величиной.

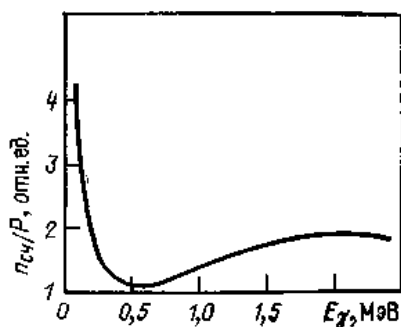


Рис. 7.18. Энергетическая зависимость дозовой чувствительности счетчика с медным катодом

Малогобаритные тонкостенные счетчики с дополнительными фильтрами успешно применяют в качестве точечных детекторов излучения с постоянной чувствительностью в широком энергетическом диапазоне.

Преимуществом счетчиков по сравнению с камерами является их значительно большая чувствительность при небольших габаритах. Так, при мощности экспозиционной дозы $0,8 \text{ мкР/с}$ в напёрстковой камере объемом 1 см^3 ток насыщения будет менее 10^{-15} А . Точно измерить такой малый ток можно только в лабораторных условиях.

При энергии фотонов 1 МэВ мощность дозы $0,8 \text{ мкР/с}$ соответствует плотности потока примерно $1,7 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1} \text{ см}^{-2}$. В счетчике с эффективностью всего лишь $0,3\%$ будет происходить пять разрядов в секунду на 1 см^2 его поверхности.

8. СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЕ ДЕТЕКТОРЫ

8.1. СУЩНОСТЬ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО МЕТОДА

Сцинтилляционный метод регистрации излучения является одним из наиболее старых. В 1911 г. Резерфорд со своими учениками Гейгером и Марсденом изучали рассеяние под большими углами α -частиц на тонких золотых фольгах. Этот эксперимент привёл к открытию ядер атомов. Регистрация рассеянных под большими углами α -частиц производилась на экране из ZnS. Частица, падающая на детектор, вызывает сцинтилляционную вспышку, различимую глазом, адаптированным к темноте. Сцинтилляции подсчитывались под микроскопом. Сегодня вместо человеческого глаза используют фотоэлектронный умножитель (ФЭУ), а импульсы на его выходе измеряют и подсчитывают с помощью электронных схем. Тем не менее все элементы установки (рис. 8.1) остаются теми же:

- ✓ собственно детектирующий элемент, «сцинтиллятор», который под воздействием частицы или рентгеновского или гамма-кванта излучает вспышку света;

- ✓ световод (им может быть сам сцинтиллятор, если он прозрачен), который обеспечивает оптическую связь сцинтиллятора с фотоприёмником;

- ✓ регистратор, которым в настоящее время в подавляющем большинстве случаев служит ФЭУ, преобразующий вспышку света в импульс электрического тока. Применение фотодиодов ограничивается в настоящее время малыми размерами из-за электронных шумов, пропорциональных емкости, определяемой площадью прибора.

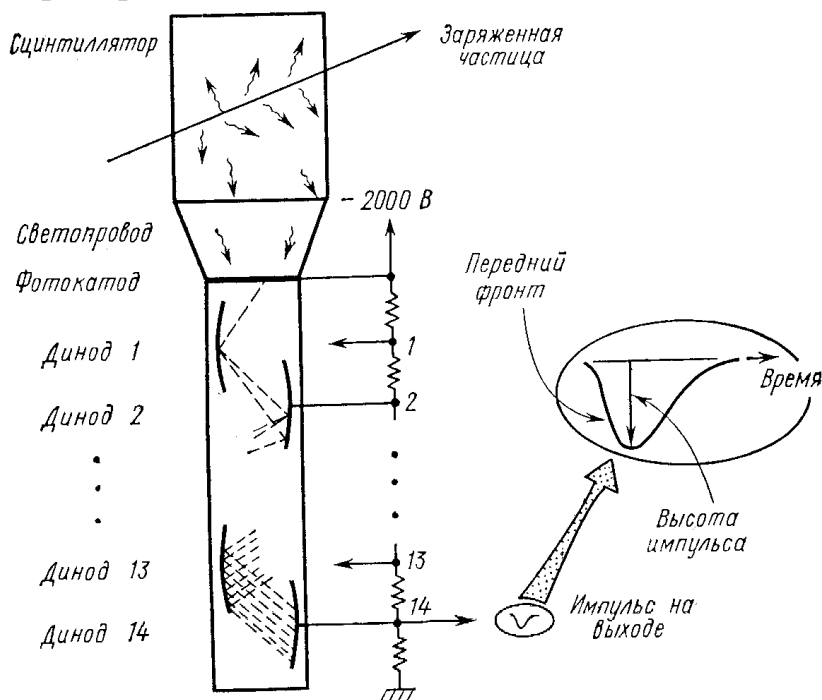


Рис. 8.1. Сцинтилляционный блок детектирования

Сцинтилляционные детекторы обладают высокой эффективностью регистрации как заряженных, так и нейтральных частиц. Нейтральные частицы детектируются после взаимодействия с атомами или ядрами сцинтиллятора по вторичным заряженным частицам: γ -кванты по вторичным электронам (фотоэффект, комптон-эффект) или парам электрон-позитрон (рождение пар при энергии γ -квантов не ниже 1,022 МэВ), а нейтроны по протонам отдачи или заряженным продуктам ядерных реакций.

В качестве сцинтилляторов могут использоваться благородные газы и жидкости (в физических экспериментах), неорганические кристаллы и органические вещества в твёрдом, жидком и газообразном состоянии.

В сцинтилляционном дозиметре измерению могут подлежать как среднее значение анодного тока ФЭУ, так и число импульсов в единицу времени. В соответствии с этим различают *токовый* и *счётчиковый режимы*.

При использовании сцинтилляционных детекторов в дозиметрии необходимо установить связь между анодным током i_ϕ (токовый режим) и скоростью счёта $n_{сч}$ (счётчиковый режим) и мощностью дозы в образцовом веществе P_0 . Как и в случае ионизационного дозиметра, ток в сцинтилляционном дозиметре соответствует поглощённой энергии излучения, скорость счёта – плотности потока фотонов.

8.2. ПАРАМЕТРЫ, ОПИСЫВАЮЩИЕ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЕ ДЕТЕКТОРЫ

Выбор того или иного сцинтиллятора для использования в каждом конкретном применении обуславливается совокупностью параметров, определяемых ниже в соответствии с ГОСТ 23077-78.

1. *Сцинтилляционная эффективность* $\eta = E_\phi / \Delta E_e$, где E_ϕ – суммарная энергия фотонов сцинтилляции, ΔE_e – энергия, выделенная ионизирующей частицей в сцинтилляторе. Сцинтилляционную эффективность можно представить как

$$\eta = \frac{(h\nu)_\phi}{W}, \quad (8.1)$$

где $W = \Delta E_e / n_\phi$ – средняя энергия, затрачиваемая заряженной частицей на создание одного фотона света; n_ϕ – количество фотонов. Значение W для хороших сцинтилляторов находится в пределах 15÷60 эВ, что сравнимо со средней энергией ионообразования в воздухе (34 эВ). Ранее применявшийся термин «конверсионная эффективность» использовать не рекомендуется [22].

Сцинтилляционная эффективность в общем случае зависит от вида и энергии заряженных частиц и типа сцинтиллятора. Существенное значение имеет не только абсолютная величина сцинтилляционной эффективности, но и зависимость её от энергии частиц. Постоянство сцинтилляционной эффективности означает наличие простой пропорциональности между энергией, поглощённой в сцинтилляторе, и выходом фотоэлектронов. Сцинтилляционная эффективность неорганических сцинтилляторов при облучении электронами мо-

жет считаться практически постоянной для электронов с энергией выше 1 кэВ. Для органических сцинтилляторов имеющиеся данные противоречивы, однако можно утверждать, что зависимость их сцинтилляционной эффективности от энергии выражена существенно сильнее, чем у неорганических сцинтилляторов, и с уверенностью можно утверждать, что она отсутствует только для электронов с энергией выше 100 кэВ, как это видно на рис. 8.2. Количественно зависимость сцинтилляционной эффективности от вида частиц характеризуется отношением α/β , которое равно отношению сцинтилляционных эффективностей для α -частиц с энергией 5,3 МэВ и электронов высокой энергии.

По световыходу и постоянству сцинтилляционной эффективности неорганические сцинтилляторы имеют преимущество перед органическими. Однако в дозиметрии важную роль играет эффективный атомный номер вещества сцинтиллятора, и с точки зрения воздухоэквивалентности преимущества остаются за органическими сцинтилляторами.

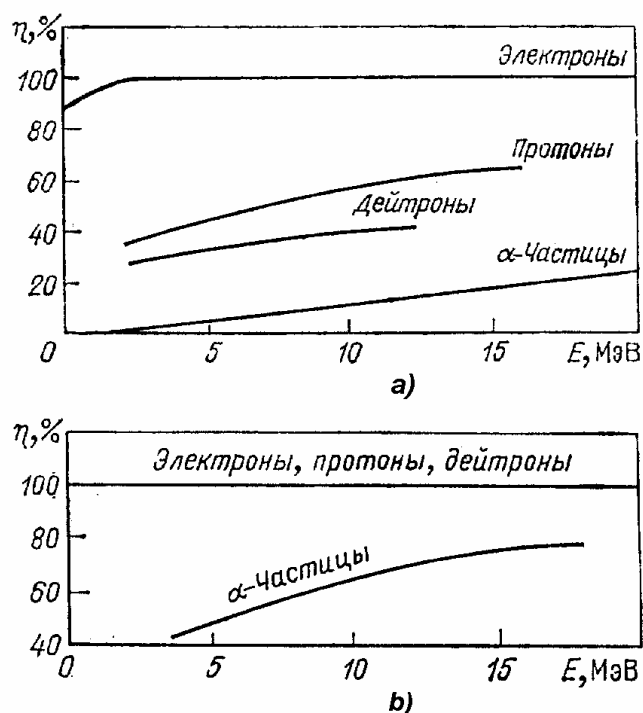


Рис. 8.2. Влияние типа заряженных частиц на сцинтилляционную эффективность η сцинтиллятора: а) антрацен; б) NaI(Tl)

2. Спектральный состав сцинтилляции η_λ , определяющий выбор светоприёмника; $\lambda_{\max}$ — длина волны в максимуме спектра излучения; $\lambda_{\text{кр}}$ — критическая длина волны, более коротковолновое излучение поглощается кристаллом.

3. Прозрачность сцинтиллятора, характеризуемая коэффициентом поглощения k_λ .

4. Время нарастания сцинтилляции τ_n , в течение которого интенсивность сцинтилляционного излучения увеличивается от 10 до 90%, время затухания τ_z , в течение которого интенсивность излучения после однократного возбуждения уменьшается от 90 до 10%, и время высвечивания τ_v , в течение которого интенсивность излучения после однократного возмущения спадает в e раз.

Если механизм высвечивания сцинтилляции обусловлен действием нескольких типов центров свечения, кривая высвечивания $I(t)$ определяется суммой экспонент с индивидуальными временами высвечивания τ_{Bi} и интенсивностями A_i компонентов:

$$I = \sum_{i=1}^n A_i \exp(-t / \tau_{Bi}). \quad (8.2)$$

5. *Послесвечение сцинтиллятора*, т.е. способность испускать свет после окончания сцинтилляций, что создаёт дополнительный фон.

6. *Плотность сцинтиллятора*, определяющая размеры детектора, необходимые для достижения требуемой эффективности регистрации.

7. *Средний атомный номер*, определяющий отношение площади фотопика ко всей площади спектра импульсов (в области энергий гамма-квантов 0.01÷2 МэВ) и радиационную длину (в области больших энергий).

8. *Радиационная длина* – расстояние, на котором энергия быстрого электрона в веществе уменьшается в e раз.

9. *Чувствительность к излучениям других типов*. При измерении γ -квантов на фоне нейтронного излучения важно, чтобы сечение активации нейтронами в сцинтилляторе было мало.

10. *Гигроскопичность*. Некоторые сцинтилляторы, особенно щёлочно-галогенидные кристаллы, в той или иной мере гигроскопичны и требуют герметизации, например NaI(Tl), CsI(Na), CaI₂(Eu), LiI(Eu). Отсутствие гигроскопичности у CsI(Tl), Bi₄Ge₃O₁₂ (BGO), CdWO₄ (CWO), BaF₂ существенно упрощает их обработку и увеличивает срок службы.

11. *Световой выход сцинтилляционного детектора (абсолютный)* – количество сцинтилляционных фотонов, прошедших сквозь выходное окно детектора, на 1 МэВ энергии, поглощенной сцинтиллятором. Световой выход часто показывают в процентах по отношению к NaI(Tl) или антрацену.

12. *Коэффициент светособираания τ сцинтилляционного детектора* – отношение суммарной энергии L_ϕ сцинтилляционных фотонов, прошедших через выходное окно, к суммарной энергии E_ϕ фотонов этой сцинтилляции:

$$\tau = \frac{L_\phi}{E_\phi}. \quad (8.3)$$

13. *Амплитудное разрешение сцинтилляционного блока детектирования* (способность различать близкие по интенсивности сцинтилляции) и энергетическое разрешение (способность различать близкие по энергии ионизирующие частицы). Для большинства сцинтилляционных детекторов эти понятия идентичны в силу пропорциональности светового выхода сцинтилляционного детектора энергии излучения.

14. *Эффективность регистрации $\mathcal{E}$* – отношение числа зарегистрированных частиц к числу сцинтилляционных фотонов на выходном окне.

15. *Собственный фон сцинтилляционного детектора*, обусловленный радиоактивными примесями в сцинтилляторе и конструкционных материалах. Существенный параметр в низкофоновых установках.

8.3. ФИЗИКА СЦИНТИЛЛЯЦИЙ В НЕОРГАНИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛАХ

Механизм возникновения сцинтилляций в неорганических кристаллах и органических молекулах совершенно различный. Так, в наиболее распространённых для детектирования γ -излучения неорганических ионных кристаллах, таких как щёлочно-галлоидные NaI, CsI, излучение описывается в рамках зонной теории твёрдого тела. В таких кристаллах, являющихся, как правило, диэлектриками, имеется валентная зона, заполненная электронами, и свободная от них зона проводимости, между которыми находится запрещённая зона шириной примерно 5 эВ (рис. 8.3).

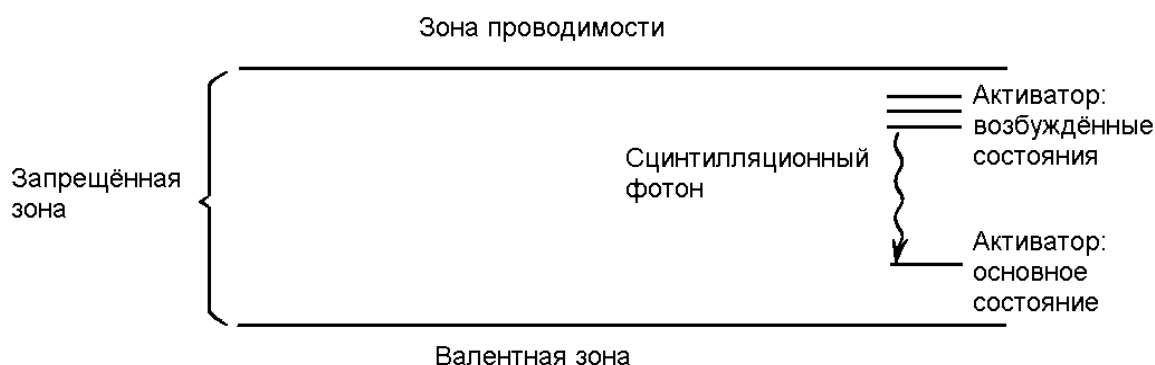


Рис. 8.3. Энергетические зоны активированного кристалла

Энергия, переданная быстрой заряженной частицей электрону валентной зоны, переводит его в зону проводимости, оставляя электронную вакансию, т.е. дырку, в валентной зоне. В чистом кристалле возврат электрона в валентную зону с испусканием кванта света является неэффективным процессом, ибо такие кванты поглощаются кристаллом. Кроме того, их длина волны лежит за пределами видимого диапазона.

Для увеличения вероятности излучения видимого света в процессе рекомбинации в кристалл добавляют в малом количестве ($0,1 \div 0,2\%$) специальную примесь, именуемую активатором, например таллий для кристалла NaI. При этом в запрещённой зоне возникают уровни энергии – центры флуоресценции. Они заполняются электронами из зоны проводимости. Месторасположения атомов активатора в сцинтилляционном кристалле называют центрами люминесценции, или рекомбинации.

Проходя сквозь детектирующую среду, заряженные частицы образуют большое количество электронно-дырочных пар путём перевода электронов из валентной зоны в зону проводимости. Образовавшиеся положительно заряженные дырки быстро дрейфуют к местам нахождения активаторов и ионизируют их, поскольку энергия ионизации активатора меньше, чем у атомов решётки. В то же время электроны свободно перемещаются по кристаллу, пока не приблизятся к ионизированным атомам активатора и не упадут на них, образуя нейтральную конфигурацию, которая может иметь свой собственный набор уровней возбуждённых состояний, показанных на рис. 2 горизонтальными линиями в запрещённой зоне. При рекомбинации электронно-дырочной пары электроны с этих уровней возвращаются в основное состояние, испуская фото-

ны. Кристалл сцинтиллятора прозрачен для собственного флуоресцентного излучения, поскольку эти фотоны обладают энергией примерно 3 эВ, меньшей разности энергий между зоной проводимости и валентной зоной. Типичное время полужизни таких возбуждённых состояний $50 \div 500$ нс. Поскольку время миграции электронов много меньше, все конфигурации возбуждённых примесей формируются практически одновременно, и возбуждение будет сниматься последовательно с данным характеристическим временем полужизни, и именно оно определяет временные характеристики оптического излучения сцинтиллятора. Некоторые неорганические сцинтилляторы характеризуются всего лишь одним временем высвечивания, хотя есть и более сложные случаи. Например, электрон, попадая в примесный центр, создаёт возбуждённое состояние, переход из которого в основное состояние запрещён. Для такого перехода он предварительно должен перейти на более высокий уровень, откуда переход в основное состояние разрешён. Для этого ему надо получить дополнительную порцию энергии, что возможно за счёт теплового возбуждения. Результирующая медленная компонента излучения называется *фосфоресценцией*. Часто она может быть основным источником фонового излучения, именуемого послесвечением сцинтиллятора.

Возможны и другие механизмы снятия возбуждения: нерadiационная потеря энергии (гашение) с переходом её в тепловую или энергию колебаний решётки и захват электронов на метастабильные уровни в запрещённой зоне, образованные другими дефектами решётки. Такие процессы называются *тушением*. Они приводят к снижению сцинтилляционной эффективности сцинтиллятора, т.е. снижают долю энергии заряженной частицы, преобразованную в видимое сцинтилляционное излучение.

8.4. ОСНОВНЫЕ ТИПЫ НЕОРГАНИЧЕСКИХ СЦИНТИЛЛЯТОРОВ

В настоящее время известно около двух десятков неорганических монокристаллических сцинтилляторов – от традиционных щёлочно-галлоидных до экзотических $\text{TlCl}(\text{Be}, \text{I})$ или $\text{CaI}_2(\text{Eu})$. Обладая различными сцинтилляционными свойствами, они находят применение как для решения общих задач детектирования преимущественно γ -излучения, так и в сравнительно узких областях физического эксперимента и техники. В табл. 8.1 приведены основные характеристики наиболее известных неорганических монокристаллических сцинтилляторов.

Все неорганические монокристаллические сцинтилляторы по значению сцинтилляционной эффективности η можно разбить на три группы:

- 1) $\eta \sim 13\%$ – щёлочно-галлоидные с активатором $\text{NaI}(\text{Tl})$, $\text{CsI}(\text{Tl})$, $\text{CsI}(\text{Na})$;
- 2) $\eta \sim 3\%$ – BGO, CWO, вольфраматы;
- 3) прочие, эффективность которых много меньше.

Таблица 8.1. Свойства основных неорганических сцинтилляторов

Материал	Z	λ_{max} , нм	τ_b , мкс	n	ρ , г/см ³	C _{отн.} , %	$\Delta C/C$, %/К	Максим. размеры, мм	Гигро- скопич- ность
Щелочно-галлоидные кристаллы с активатором									
NaI(Tl)	50	415	0,23	1,85	3,67	100	0,22- 0,95	Ø813×750	Да
CsI(Tl)	54	540	1,0 0,68(64%); 3,34(36%)*	1,80	4,51	45 (85)	0,24- 0,67	Ø500×750	Нет
CsI(Na)	54	420	0,63 0,46; 4,18*	1,84	4,51	85	0,24- 0,67	Ø500×750	Да
LiI(Eu)		470	1,4	1,96	4,08				
Другие медленные неорганические кристаллы									
BGO	74	480	0,3	2,15	7,13	12- 14	1,0-1,5	Ø127×152 Ø100×250	Нет
CWO	62	540	5,0 0,9; 20 5; 20 1,1(40%); 14,5(60%)*	2,3	7,9	40	0	Ø50×100	Нет
ZnS(Ag)		450	0,2; 2,0; 12		4,09		Поликристаллические плёнки; тон- кий листовой полиметилмета- крилат с ZnS(Ag)+ ⁶ LiF		
CaF ₂	16	435	0,94	1,44	3,19	5 3-6	50	0,3-0,5	Да

*Данные из [21]. Остальные данные приведены из [22]

Наиболее популярным сцинтиллятором является NaI(Tl), открытый в 1948 г. Отличается высокой сцинтилляционной эффективностью, достаточно коротким временем высвечивания. Допускает выращивание монокристаллов больших размеров, в том числе и с колодцем для сосуда с веществом, активность которого подлежит измерению. Недостатки – гигроскопичен, вследствие чего помещается в герметичные контейнеры, а также хрупок. Последнее исправляется изготовлением в поликристаллическом виде по так называемой полициновой технологии.

CsI(Tl) также находит широкое применение. Он более прочен, поэтому используется в вибростойкой аппаратуре. Не гигроскопичен, однако подвергается деградации в условиях высокой влажности или в воде. Тонкие пластинки CsI(Tl) легко деформируются, принимая любую форму. Будучи выращенным на специальной подложке, имеет ячеистую микроструктуру, что позволяет строить двумерные оптические изображения рентгеновских полей. Имея различное время высвечивания для частиц разных размеров и зарядов, позволяет отличать

протоны и α -частицы от электронов. Абсолютный световыход в фотонах на МэВ у CsI(Tl) больше, чем у NaI(Tl) (65000 по сравнению с 38000), однако он смещен в более красную область, и при регистрации в том же спектральном диапазоне сцинтилляционная эффективность оказывается ниже, что и отображается в справочных данных.

LiI(Eu) используется для регистрации нейтронов, для чего он обогащён изотопом ^6Li .

Основное преимущество ортогерманата висмута $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ (BGO) перед щёлочно-галлоидными кристаллами – это его высокая плотность ($7,13 \text{ г/см}^3$) и большой атомный номер висмутовой компоненты (83), в силу чего из всех сцинтилляторов он обладает наибольшей вероятностью поглощения энергии γ -лучей в единице объёма за счёт фотоэффекта. Механические и химические свойства BGO позволяют обрабатывать и эксплуатировать его без особых трудностей. Он не так хрупок, как NaI(Tl), и не гигроскопичен. Спектр и длительность сцинтилляций близок к таковым у NaI(Tl). Недостатком является почти на порядок меньший световыход и его сильная температурная зависимость, приведенная на рис. 8.4. Прозрачность кристаллов BGO сильно зависит от наличия примеси, придающей им зеленоватый цвет. Кроме того, BGO в 2-3 раза дороже NaI(Tl).

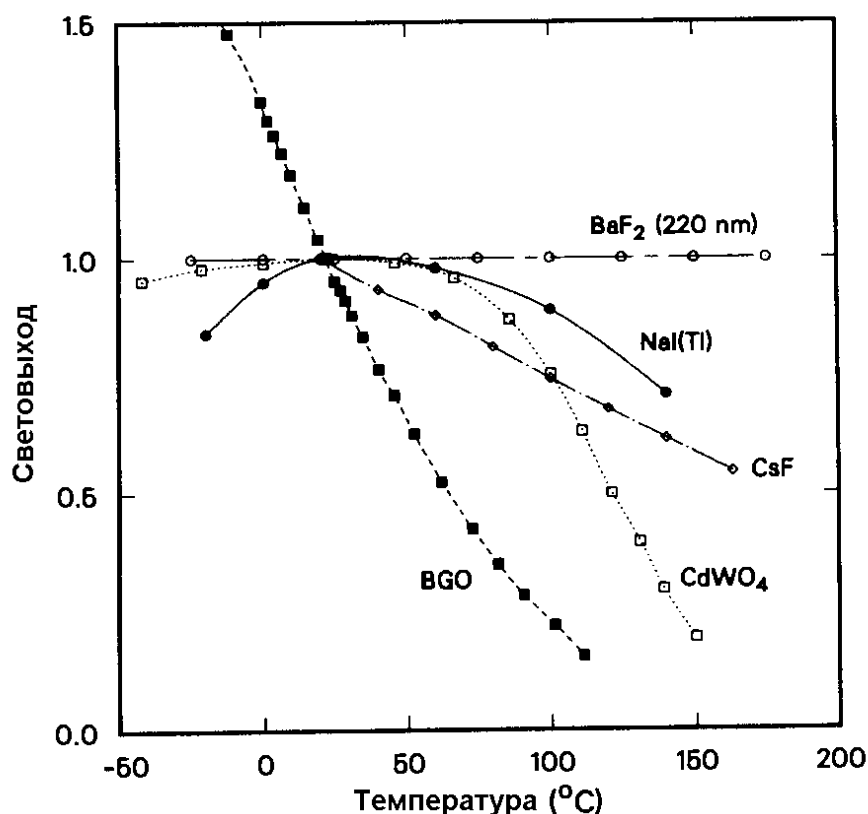


Рис. 8.4. Температурная зависимость световыхода для основных неорганических сцинтилляционных кристаллов

Сцинтилляционные свойства CWO известны с 1950-х годов, но только в 90-х годах 20-го века появились кристаллы требуемых размеров и чистоты. Световыход его составляет до 40% от NaI(Tl), пик излучения на длине волны

470 нм. Он имеет высокую плотность и большой эквивалентный атомный номер, поэтому весьма перспективен для гамма-измерений. В температурном интервале, принятом для гражданских применений, его световыход почти не зависит от температуры. Основной недостаток СВО – большое время высвечивания, что не позволяет его использовать при высоких нагрузках. Разнобой в приводимых в разных источниках цифрах объясняется тем, что для разных частиц пропорция между быстрой (1,1 мкс) и медленной (14,5 мкс) компонентами высвечивания различная. (Эта особенность позволяет использовать СВО для разрешения частиц по форме импульса.) Кроме того, большой показатель преломления требует особо тщательного сопряжения кристалла с ФЭУ.

ZnS(Ag) обладает очень высокой сцинтилляционной эффективностью даже по сравнению с NaI(Tl), однако он доступен только в виде поликристаллических порошков. В настоящее время весьма перспективен в нейтронных измерениях, где он в смеси с ^6LiF используется в качестве активного наполнителя в тонких листах полметилметакрилата большой площади (порядка квадратных метров), применяемых в качестве детекторов тепловых нейтронов.

Спектры сцинтилляционного излучения наиболее широко используемых неорганических сцинтилляторов приведены на рис. 8.5. Там же приведены спектральные характеристики фотокатодов типовых ФЭУ, которые показывают хорошее согласование этих характеристик.

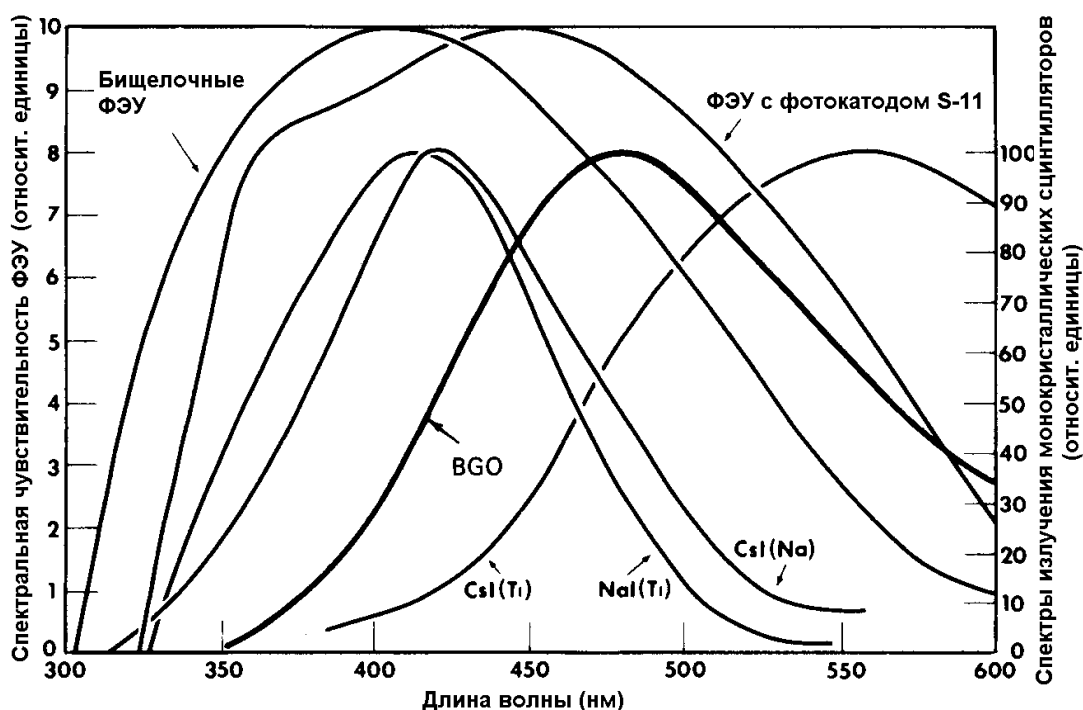


Рис. 8.5. Спектры излучения монокристаллических сцинтилляторов и спектральная чувствительность фотокатодов ФЭУ

8.5. МЕХАНИЗМ ИЗЛУЧЕНИЯ В ОРГАНИЧЕСКИХ МОЛЕКУЛАХ

Для детектирования заряженных частиц используются главным образом органические сцинтилляторы, имеющие невысокую плотность и поэтому низкую эффективность регистрации ими гамма-квантов. Процесс флуоресценции в них определяется переходами между энергетическими уровнями одиночных молекул независимо от физического состояния сцинтиллятора. Например, флуоресценцию антрацена наблюдают при его нахождении в твёрдом поликристаллическом состоянии, в виде паров или части многокомпонентного жидкого раствора. В этом заключается их коренное отличие от неорганических сцинтилляторов типа NaI, где обязательно требуется наличие регулярной кристаллической решётки как основы сцинтилляционного процесса.

Большое количество практически используемых органических сцинтилляторов базируется на органических молекулах с определённой симметрией, порождающей то, что называется π -электронной структурой, энергетические уровни которой показаны на рис. 8.6.

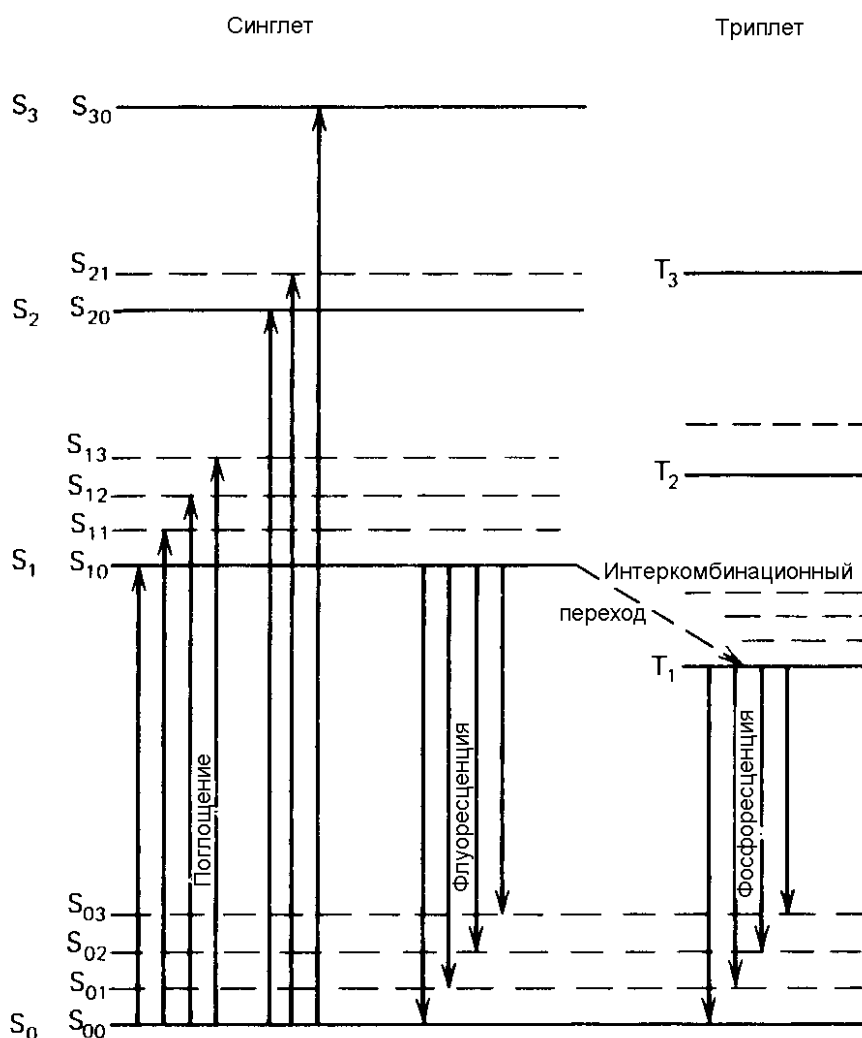


Рис. 8.6. Энергетические уровни органической молекулы с π -электронной структурой

Поглощённая энергия переводит электронную конфигурацию в одно из возможных возбужденных состояний. Набор синглетных состояний (спин 0) обозначен $S_0, S_1, S_2, \dots$. Аналогичный набор триплетных (спин 1) электронных уровней обозначен $T_0, T_1, T_2, \dots$. У молекул органических сцинтилляторов расстояние между уровнями S_0 и S_1 составляет $3 \div 4$ эВ, тогда как расстояние между верхними уровнями несколько меньше. Каждый из этих уровней расщепляется на ряд близких подуровней, соответствующих различным колебательным состояниям молекулы. Расстояние между подуровнями примерно 0,15 эВ. Второй индекс соответствует этим колебательным состояниям. Символ S_{00} обозначает самое низкое колебательное состояние в невозбужденном состоянии.

Поскольку расстояние между колебательными состояниями велико по сравнению со средней тепловой энергией (0,025 эВ), почти все молекулы при комнатной температуре находятся в состоянии S_{00} . С более высоких электронных синглетных состояний молекулы очень быстро (в течение пикосекунд) переходят в состояние S_1 путём внутренней безызлучательной конверсии. Более того, любые состояния с избыточной колебательной энергией типа S_{11} или S_{12} находятся в тепловом неравновесии с окружающей средой и быстро теряют колебательную энергию. Поэтому в результате возбуждения спустя очень короткое время в обычном органическом кристалле наблюдается избыточное заселение уровня S_{10} .

Основная часть сцинтилляционного излучения (быстрая флуоресценция) излучается в переходах между уровнем S_{10} и тонкой структурой колебательных уровней S_0 . Если τ представляет собой постоянную времени затухания флуоресценции для уровня S_{10} , интенсивность быстрой флуоресценции спадает во времени по экспоненциальному закону:

$$I = I_0 e^{-t/\tau}. \quad (8.4)$$

Для большинства органических сцинтилляторов τ составляет несколько наносекунд, и быстрая флуоресценция оказывается действительно быстрой.

Постоянная времени для первого триплетного состояния T_1 намного превышает постоянную времени синглетного состояния S_1 и может достигать 10^{-3} с. Посредством так называемых интеркомбинационных переходов возможны переходы молекул с S_1 на T_1 , и задержанное излучение, обуславливаемое переходами с триплетного уровня T_1 , называется фосфоресценцией. Поскольку T_1 лежит ниже S_1 , длина волны фосфоресценции больше, чем у люминесценции. Кроме того, поскольку вследствие тепловой энергии возможен возврат с T_1 на S_1 с последующей рекомбинацией на S_0 , у некоторых органических сцинтилляторов наблюдается задержанная флуоресценция.

Органические сцинтилляторы прозрачны к своему собственному излучению, так как все излучательные переходы, за исключением $S_{10} - S_{00}$, имеют меньшую разность энергий по сравнению с уровнями возбуждения.

8.6. ТИПЫ ОРГАНИЧЕСКИХ СЦИНТИЛЛЯТОРОВ

8.6.1. Чистые органические кристаллы

Характеристики наиболее известных органических сцинтилляторов различного назначения приведены в табл. 8.2. Известны только два чистых органических кристалла, нашедших широкое применение в качестве сцинтилляторов. Старейшим из них является *антрацен*. Из всех органических сцинтилляторов он имеет наибольшую сцинтилляционную эффективность. *Стильбен* имеет меньшую эффективность, однако он позволяет разделять по форме импульсы от электронов и заряженных частиц. Кроме того, стильбен чувствителен к ориентации ионизирующих частиц относительно кристаллических осей, что ухудшает энергетическое разрешение, если частицы поступают с различных направлений.

8.6.2. Пластические сцинтилляторы

Если органический сцинтиллятор растворяется в растворителе, который затем полимеризуется, получается твёрдый раствор. В качестве такого растворителя может использоваться мономер стирена. В качестве других матриц могут использоваться поливинилтолуен и полиметилметакрилат. В силу простоты получения, лёгкости обработки и низкой стоимости это очень полезные сцинтилляторы. Расстояние, на котором собственное излучение ослабевает в два раза, может составлять несколько метров.

Пластиковые сцинтилляторы выпускаются также в виде оптических волокон, которые используются в координаточувствительных детекторах.

Из пластиковых сцинтилляторов получают самые тонкие плёночные детекторы толщиной до 10 мкм, которые используются в качестве детекторов прохождения протонов, α -частиц и даже ионов. Методом напыления можно получать ещё более тонкие плёнки, причём осаждать их в нужных местах, например непосредственно на колбе ФЭУ. Используя такие детекторы, можно проводить временные измерения частиц с точностью менее наносекунды. Пластмассовые сцинтилляторы требуют аккуратной обработки, не допускают перегрева при обработке на станках и полировке. Моются тёплой водой с мылом и 50-процентным раствором спирта.

8.6.3. Жидкие растворы

Жидкие сцинтилляторы получают путём растворения органического сцинтиллятора в соответствующем растворителе. Иногда добавляют третью компоненту, смещающую спектр излучения в область наибольшей чувствительности фоторегистратора.

Жидкие сцинтилляторы могут поставляться в твёрдой прозрачной упаковке, и тогда с ними можно работать как с твёрдыми сцинтилляторами. Объём таких детекторов достигает кубических метров, и в этом случае жидкие сцинтилляторы являются самым дешёвым типом сцинтиллятора.

Поскольку в жидком сцинтилляторе отсутствует кристаллическая матрица, подверженная деградации при облучении, жидкие сцинтилляторы обладают большей радиационной стойкостью по сравнению с кристаллическими.

Жидкие сцинтилляторы широко используются для измерений активности материалов, растворимых в них. Эффективность регистрации активности растворённого вещества близка к единице, что позволяет проводить измерения малых активностей, например β -активности углерода-14 или трития. Для регистрации γ -квантов в жидкие сцинтилляторы вводят элементы с большим Z , например, олово или свинец. Введение бора, лития или гадолиния позволяет регистрировать нейтроны.

Жидкие сцинтилляторы, как правило, горючи и ядовиты.

8.7. СЦИНТИЛЛЯТОРЫ НА ОСНОВЕ БЛАГОРОДНЫХ ГАЗОВ

Многие благородные газы, их смеси, а также смеси благородных газов с водородом и азотом обладают сцинтилляционными свойствами. Благородные газы являются сцинтилляторами также в жидком и твёрдом состояниях.

Таблица 8.2. Свойства некоторых органических сцинтилляционных детекторов

Наименование	λ_{max} , нм	$\tau_{\text{в}}$, нс	n	ρ , г/см ³	$C_{\text{отн}}$, % от антрацена	T плавления или воспламенения	Отличительная особенность	Применение
Кристаллы								
Антрацен	447	30	1,62	1,25	100*	217		
Стильбен	410	4,5	1,626	1,16	50	125		
Пластики								
BC-400	423	2,4	1,581	1,032	65	70		Общего назнач.
BC-422Q	370	0,7	1,58	1,032	11	70	Сверхбыстродействие	Сверхбыстрые счёт и привязка
BC-444	428	285	1,58	1,032	41	70	Фосвич	Измерение dE/dx
BC-470	423	2,4	1,58	1,098	46	65	Эквив. воздуха	Дозиметрия
2% терфенил, 0,1% РОРО* в полистироле (Россия)		0,1; 3÷4; 20; 60			50÷75			Регистрация заряженных частиц, детекторы больших размеров
Жидкие сцинтилляторы								
BC-501A	425	3,2		0,874	78	26	Разрешение по форме импульса	Спектроскопия быстрых нейтронов; $\gamma > 100$ кэВ

Наименование	λ_{max} , нм	$\tau_{\text{в, нс}}$	n	ρ , г/см ³	$C_{\text{отн}}$, % от антрацена	T плавления или воспламенения	Отличительная особенность	Применение
BC-505	425	2,5		0,877	80	47	Высокий световыход	γ , быстрые нейтроны, большой объём
BC-517H	425	2,0		0,86	52	10		γ , быстрые нейтроны, заряженные частицы, космические частицы
BC-521	425	2,2		0,89	40	6	Gd(1%)	Спектроскопия нейтронов, исследования нейтрино
BC-551	425	2,2		0,902	40	44	Pb(5%)	γ , рентген
BC-553	425	3,8		0,951	34	42	Sn(10%)	γ , рентген
4% терфенил, 0,1% РРО** в толуоле (Россия)		0,1; 3-4; 20; 200						Регистрация заряженных частиц

*РРОР – 1,4-ди (5-фенол)-2-оксазолилбензол

**РРО – 2,5-дифенилоксазол

Наибольшим световыходом обладают ксенон и смесь ксенона с гелием. Механизм сцинтилляционного излучения в них – радиационные переходы с метастабильных уровней ионов газа. Спектры излучения благородных газов лежат в ультрафиолетовой области, где сцинтилляционная эффективность фотокатодов ФЭУ мала, поэтому для увеличения световыхода добавляют сместители спектров (дифенилстильбен, кватерфенил).

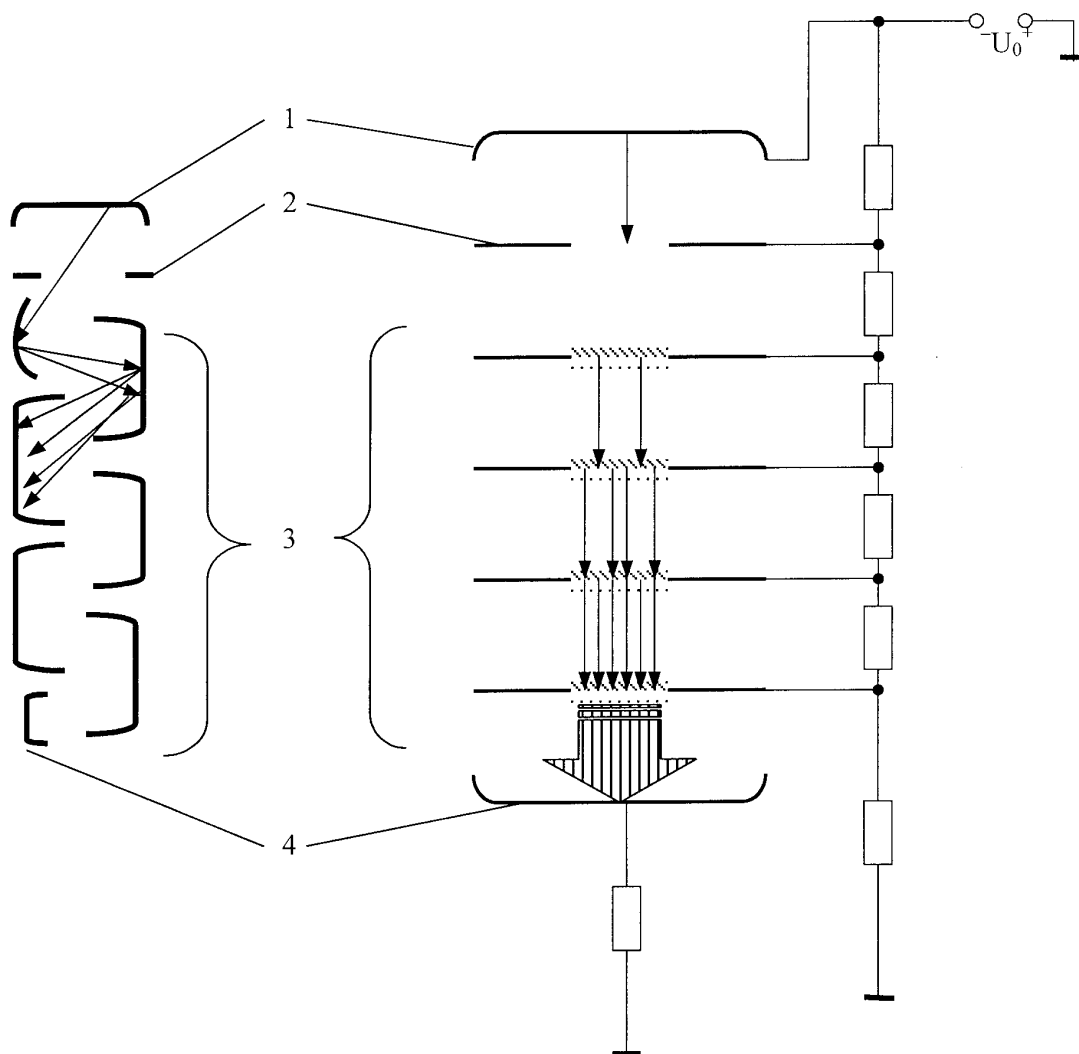
8.8. ФОТОЭЛЕКТРОННЫЕ УМНОЖИТЕЛИ

8.8.1. Устройство ФЭУ

Широкое распространение сцинтилляционного метода детектирования частиц было бы невозможным без устройств, преобразующих слабые сцинтилляционные вспышки в импульсы электрического тока. Несмотря на достижения в области полупроводниковых фотодиодов, в большинстве случаев для этой цели лучше всего подходят ФЭУ, изобретённые советским учёным Л.А. Кубецким в 1934 году (А.С. №24040 от 1930 г.). Основными достоинствами ФЭУ являются:

- большая чувствительная площадь (диаметром до 20 см);
- высокое быстродействие и точность временных измерений (< 1 нс);

– большое усиление ($10^9 \div 10^{11}$) и низкий уровень шумов.



1 – фотокатод, 2 – диафрагма, 3 – диноды, 4 – анод.

Рис. 8.7. Устройство ФЭУ

Действие прибора основано на двух физических явлениях – фотоэлектронной и вторичной электронной эмиссиях. ФЭУ состоит из фотокатода, системы динодов (от одного до 20) и анода, расположенных в откачанной стеклянной колбе (рис. 8.7). Напряжение на каждом диноде относительно фотокатода на 50–200 В выше, чем у предыдущего. Напряжения на динодах задаются высоковольтным делителем, чаще всего резистивным. Попадающие на фотокатод оптические фотоны за счёт фотоэффекта выбивают фотоэлектроны, которые ускоряются в электрическом поле, создаваемом разностью потенциалов между фотокатодом и первым динодом. Попадая на первый динод, сделанный из материала с высоким коэффициентом вторичной эмиссии (например, BeO или Mg-O-Cs), каждый первичный электрон выбивает за счёт вторичной эмиссии σ_1 вторичных ($3 \div 5$ при энергии первичных электронов 100 эВ и 10 электронов при $600 \div 1000$ эВ), поэтому поток электронов после первого динода будет увеличен в $\sigma_1 > 1$ раз. Этот поток направляется с ускорением на второй динод и усиливается в σ_2 и т.д., пока электроны не достигнут анода. На анодном сопро-

тивлении выделяется импульс тока, усиленный в $K = \prod_i^n \sigma_i$ (при равенстве коэффициентов вторичной эмиссии всех n динодов $K = \sigma^n$). Коэффициент усиления электронного тока K достигает величины $10^9 \div 10^{11}$, так что даже единичные электроны создают на выходе ФЭУ импульсы тока большой амплитуды.

В ФЭУ используются сложные фотокатоды, обладающие высокой чувствительностью в области видимого света, а также в прилегающих частях ультрафиолетовой и инфракрасной областей спектра. Фотокатоды бывают полупрозрачными и непрозрачными; первые наносятся на внутреннюю торцевую часть колбы ФЭУ, вторые напыляются на отдельной металлической пластинке.

Динодные системы ФЭУ бывают двух типов: фокусирующие и жалюзийные. Фокусирующие диноды могут быть коробчатыми, корытообразными и др. Диноды могут располагаться как линейно, так и по кругу, что приводит к уменьшению длины ФЭУ (рис. 8.8.).

8.8.2. Характеристики ФЭУ

Основными характеристиками ФЭУ являются квантовый выход фотокатода, коэффициент усиления, время нарастания сигнала, уровень темнового тока. Некоторые из этих характеристик относятся в целом к ФЭУ, другие к отдельным его частям.

Квантовый выход $\varepsilon(\lambda)$ фотокатода есть вероятность фотону с длиной волны λ выбить фотоэлектрон. В идеальном случае $\varepsilon(\lambda) = 0,5$, так как половина электронов движется в направлении, противоположном поверхности фотокатода. В действительности ε ещё меньше, так как современные ФЭУ имеют полупрозрачные фотокатоды, и часть света проходит их без взаимодействия или только возбуждая атомы, а часть отражается. Например, для распространённого фотокатода S-20 при $\lambda = 400$ нм 10% света пропускается, а 40% отражается, при $\lambda = 400$ нм эти числа составляют соответственно 50 и 30%. Кроме того, часть фотоэлектронов поглощается в фотокатод.

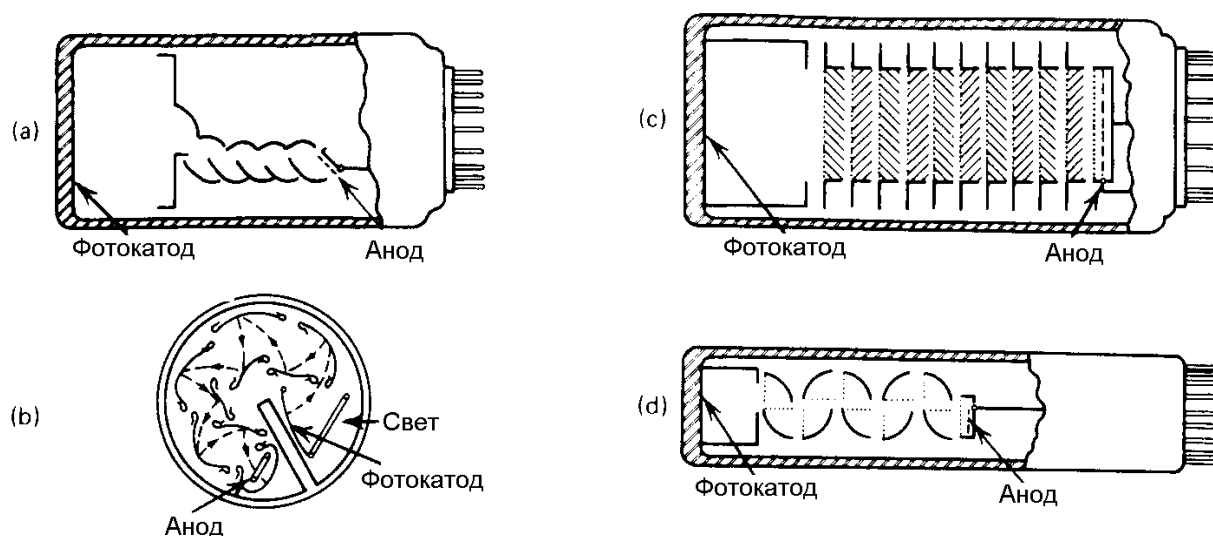


Рис. 8.8. Конфигурации динодных систем ФЭУ: а – линейная с фокусированием; б – круговая; с – жалюзийная; d – коробчатая

Очевидно, что $\alpha(\lambda > \lambda_{\max}) = 0$, где $\lambda_{\max} = hc/\varphi_0$, где φ_0 – работа выхода электрона для покрытия фотокатода. Поэтому для фотокатодов используют материалы с наименьшей работой выхода: Li, Na, K, Rb, Cs. Однако чистые металлы непрозрачны, а имеющиеся в них свободные электроны уменьшают $\alpha(\lambda)$ за счёт рассеяния фотоэлектронов. Диэлектрики тоже не могут использоваться из-за высокого сопротивления. Наиболее подходящим материалом для фотокатодов являются полупроводниковые соединения щелочных металлов с сурьмой. Зависимости квантовой эффективности некоторых типов фотокатодов от частоты падающего света представлены на рис. 8.9.

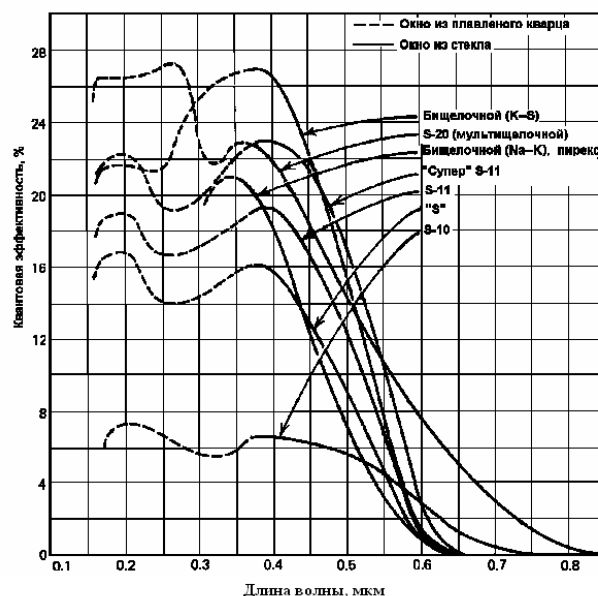


Рис. 8.9. Квантовая эффективность фотокатодов ФЭУ широкого применения

Коротковолновая граница $\alpha(\lambda)$ определяется материалом входного окна. Для регистрации ультрафиолетового излучения чаще всего используются ФЭУ с кварцевым входным окном (соответствующие характеристики показаны на рис. 8.9 пунктиром), однако применяются и другие материалы для окон, их характеристики в табл. 8.3. Следует отметить, что спектральная характеристика $\alpha(\lambda)$ указанных фотокатодов хорошо согласуется со спектрами излучения большинства сцинтилляторов (см. рис. 8.5).

Измерение $\alpha(\lambda)$ – трудоёмкая процедура, поэтому в паспортах серийных ФЭУ приводят так называемую интегральную чувствительность фотокатода, определяемую как отношение фототока фотокатода I_k в микроамперах к световому потоку Φ в люменах, излучаемому эталонным источником с определённой цветовой температурой (2854 К в Великобритании и 2870 К в США) в люменах для определенной длины волны:

$$S_k(\text{мкА/лм}) = \frac{I_k(\text{мкА})}{\Phi(\text{лм})}. \quad (8.5)$$

Таблица 8.3. Характеристики материалов, используемых для окон ФЭУ

Материал окна	Пороговая длина волны (пропускание 10%), нм	Показатель преломления n на длине волны λ (нм)	
Известковое стекло	300	1,54	400
Боросиликатное стекло	270	1,50	400
Ультрафиолетовое стекло	190	1,49	400
Плавленый кварц	160	1,47	400
		1,50	250
Сапфир (Al_2O_3)	145	1.8	400
MgF_2	115	1.40	400
LiF	105	1.40	400

Ток I_k измеряется между фотокатодом и остальными электродами ФЭУ, объединёнными между собой. Связь между S_k и $\varepsilon(\lambda)$ даётся выражением

$$S_k = \int_0^{\infty} \varepsilon(\lambda) \Phi d\lambda \approx a \cdot \varepsilon(\lambda_{omn}), \quad (8.6)$$

где λ_{omn} — длина волны, соответствующая максимуму излучения эталонного источника, a — константа, характерная для данного типа фотокатода.

Временное разрешение ФЭУ определяется разбросом фотоэлектронов по скоростям и неизохронностью траекторий в диодной системе и от катода до первого диода, особенно существенной для фотокатодов большого диаметра. Для уменьшения этого эффекта фотокатод делают сферическим, увеличивают напряжения во входной камере, применяют специальные фокусирующие системы. В современных ФЭУ достигается время нарастания сигнала в несколько единиц наносекунд при временном разрешении порядка десятых долей наносекунды. Полная задержка сигнала в ФЭУ, определяемая временем пролёта электронов через него, составляет десятки наносекунд. Она зависит от конструкции ФЭУ и приложенного напряжения.

Даже при отсутствии источника света на выходе ФЭУ появляются импульсы так называемого темнового тока, затрудняющие регистрацию слабых сигналов. Они вызываются рядом причин, среди которых одной из главных является термоэлектронная эмиссия, которая особенно велика у высокоэффективных фотокатодов с малой работой выхода электронов.

Величина термотока с металлической поверхности определяется формулой Ричардсона

$$I = AT^2 \exp\left(-\frac{\varphi_0}{kT}\right), \quad (8.7)$$

где A — константа, k — постоянная Больцмана, T — температура.

Отсюда очевидно, что основным методом снижения термотока является охлаждение фотокатода. Однако это может привести к снижению квантового выхода из-за возрастания сопротивления фотокатода, что особенно заметно у сурьмяно-цезиевых фотокатодов.

Ионная и оптическая обратная связь также приводит к появлению шумовых импульсов. Она возникает при больших сигналах в ФЭУ, когда большие потоки электронов на последних диодах ионизируют и возбуждают молекулы

остаточного газа. Образованные таким образом фотоны и ионы, попадая на фотокатод и первые диоды, вызывают образование послеимпульсов. Меры снижения влияния ионной и оптической обратной связи – хороший вакуум, отсутствие флуоресцирующих материалов, оптическая и электрическая экранировка фотокатода и первых диодов, работа при умеренных напряжениях.

В плохо сконструированных ФЭУ основным источником шумов может стать автоэлектронная эмиссия с острых краёв электродов и других элементов ФЭУ.

Токи утечки по колбе при нормальной эксплуатации ФЭУ, как правило, пренебрежимо малы, однако в ряде случаев нужно принимать специальные конструктивные меры по их снижению и предотвращению.

Темновые токи могут вызываться люминесценцией стекла и других конструктивных элементов под действием радиоактивных загрязнений, например калия-40 в стекле баллона. Для снижения шумов такого рода применяют материалы без радиоактивных загрязнений, например бескалийные стёкла. Темновые импульсы могут создавать космические частицы, образующие черенковское излучение в материале колбы.

Кроме того, для нормальной работы ФЭУ необходимо экранировать от магнитного поля Земли и соседних установок.

8.9. ТОКОВЫЙ РЕЖИМ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО ДОЗИМЕТРА

На анод ФЭУ в единицу времени попадает $n_{\Phi} g M$ электронов, где g – число фотоэлектронов на один испущенный световой фотон, а M – коэффициент усиления ФЭУ. Эти электроны и определяют средний ток в цепи умножителя. В предположении постоянства сцинтилляционной эффективности от энергии первичного излучения отношение среднего тока i_{Φ} на аноде ФЭУ к мощности экспозиционной дозы P_0 можно описать уравнением

$$\frac{i_{\Phi}}{P_0} = a \frac{1 - \exp(-\mu_Z h)}{\mu_Z h} \frac{\mu_{kmZ}}{\mu_{kmB}}, \quad (8.8)$$

где μ_Z – линейный коэффициент ослабления энергии фотонного излучения в веществе сцинтиллятора; μ_{kmZ} – массовый коэффициент передачи энергии для вещества сцинтиллятора; μ_{kmB} – массовый коэффициент передачи энергии для воздуха; h – высота сцинтилляционного детектора; a – постоянный коэффициент.

Для достаточно тонкого сцинтиллятора, когда $\mu_Z h \ll 1$, энергетическая зависимость чувствительности полностью определяется отношением коэффициентов передачи энергии и *будет полностью отсутствовать, т.е. $i_{\Phi}/P_0 = const$, если сцинтиллятор воздухоэквивалентен по эффективному атомному номеру.* Для толстых воздухоэквивалентных сцинтилляторов энергетическая зависимость чувствительности определяется множителем $[1 - \exp(-\mu_Z h)]/(\mu_Z h)$, который монотонно убывает от единицы до нуля при увеличении $\mu_Z h$ от нуля до бесконечности. При увеличении энергии квантов коэффициент ослабления μ_Z

уменьшается, поэтому множитель увеличивается, повышая чувствительность дозиметра.

До сих пор мы предполагали, что сцинтилляционная эффективность не зависит от энергии излучения. Для органических сцинтилляторов это справедливо, если электроны имеют энергию сотни килоэлектронвольт. При более низких энергиях возможно уменьшение сцинтилляционной эффективности. Таким образом, сцинтилляционная эффективность и множитель, учитывающий ослабление излучения, изменяются в одну и ту же сторону с увеличением энергии фотонов, что еще больше увеличивает энергетическую зависимость чувствительности. Уменьшить энергетическую зависимость чувствительности в этих условиях можно выбором такого эффективного атомного номера сцинтиллятора, при котором отношение μ_{kmZ}/μ_{kmB} изменялось бы с изменением энергии излучения в другую сторону. Ранее было показано, что для веществ, эффективный атомный номер которых больше, чем у воздуха, отношение μ_{kmZ}/μ_{kmB} уменьшается с повышением энергии фотонов в области преобладания фотоэффекта.

Атомный номер обычных органических сцинтилляторов меньше, чем воздуха. Отсюда следует, что органические сцинтилляторы сами по себе обладают энергетической зависимостью чувствительности вследствие ослабления излучения в сцинтилляторе, изменения сцинтилляционной эффективности и невоздухоэквивалентности по атомному номеру. Все три причины увеличивают энергетическую зависимость чувствительности и не могут компенсировать друг друга. Изменение чувствительности дозиметра с органическим сцинтиллятором при уменьшении энергии фотонов ниже 200 кэВ может достигать десятков процентов. Сцинтилляционную эффективность для неорганических сцинтилляторов можно считать постоянной во всем энергетическом диапазоне фотонного излучения (до 3 МэВ). Энергетическая зависимость чувствительности для них в соответствии с формулой (8.8) определяется только двумя причинами: эффективным атомным номером и ослаблением излучения. Эффективный атомный номер неорганических сцинтилляторов значительно больше, чем воздуха. Это приводит к тому, что отношение μ_{kmZ}/μ_{kmB} уменьшается с ростом энергии излучения. Влияние на энергетическую зависимость чувствительности отношения μ_{kmZ}/μ_{kmB} частично компенсируется эффектом ослабления излучения. Однако эффективный атомный номер неорганических сцинтилляторов столь велик, что энергетическая зависимость чувствительности практически полностью определяется отношением μ_{kmZ}/μ_{kmB} , изменение чувствительности дозиметра с неорганическим сцинтиллятором оказывается даже большим, чем с органическим сцинтиллятором.

Если простые органические сцинтилляторы непригодны для дозиметрии фотонного излучения с энергией ниже 150 кэВ, то область применения неорганических сцинтилляторов начинается с энергии 250 кэВ.

Удачный способ компенсации энергетической зависимости чувствительности в сцинтилляционных дозиметрах заключается в использовании комбинированного сцинтиллятора, в котором применяется органический кристалл, покрытый тонким слоем тяжелого неорганического сцинтиллятора. Добавочный

слой тяжелого сцинтиллятора должен быть достаточно тонким, чтобы поглощать незначительную часть первичного излучения высокой энергии. По мере снижения энергии излучения все большую долю в общем световыходе будет иметь неорганическая добавка.

Рост чувствительности неорганического сцинтиллятора с понижением энергии фотонов приведет к компенсации энергетической зависимости чувствительности органической основы комбинированного сцинтиллятора. Таким образом, удастся обеспечить практическое отсутствие энергетической зависимости чувствительности вплоть до энергии в несколько десятков килоэлектрон-вольт.

При взаимодействии фотонного излучения со сцинтиллятором возможно многократное рассеяние фотонов в самом сцинтилляторе. Этот эффект не учтен при выводе формулы (8.8). Многократное рассеяние создает добавочное поглощение энергии и несколько изменяет энергетическую зависимость чувствительности дозиметра. Точный расчет многократного рассеяния чрезвычайно сложен и может быть произведен лишь для конкретных случаев. Приблизительно эффект можно учесть, если в формулу (8.8) вместо коэффициента ослабления μ_z подставить коэффициент передачи энергии. Тогда

$$\frac{i_{\Phi}}{P_0} = a \frac{1 - \exp(\mu_{kmz} h_m)}{\mu_{kmz} h_m}, \quad (8.9)$$

где h_m – толщина сцинтиллятора в массовых единицах.

Численные оценки показывают, что влияние многократного рассеяния фотонов на чувствительность сцинтилляционных дозиметров практически не-существенно.

8.10. СЧЁТЧИКОВЫЙ РЕЖИМ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО ДОЗИМЕТРА

Пусть $n_{сч}$ – число импульсов в единицу времени, регистрируемое на выходе фотоумножителя. Каждая сцинтилляционная вспышка вызывает один импульс тока в анодной цепи ФЭУ. Если размеры сцинтиллятора больше пробега электронов, то практически каждый электрон, созданный первичным излучением в сцинтилляторе, создает вспышку, которая вызывает электрический импульс. Таким образом, скорость счета импульсов $n_{сч}$ если не точно равна числу электронов, освобождающихся в единицу времени в объеме сцинтиллятора, то пропорциональна этому числу.

Принимая, что каждое взаимодействие первичных фотонов со сцинтиллятором дает один электрон и что скорость счета импульсов равна скорости высвобождения электронов в кристалле сцинтиллятора цилиндрической формы, получаем число электронов $N_{сч}$, высвобождаемых в единицу времени:

$$\frac{n_{сч}}{P_0} = \frac{S[1 - \exp(-\mu_z h)]}{E_{\gamma} \mu_{kmB}}, \quad (8.10)$$

где E_{γ} – средняя энергия фотонов в спектре первичного излучения, S – площадь торца сцинтилляционного кристалла.

Формула (8.10) определяет энергетическую зависимость чувствительности сцинтилляционного кристалла в счётчиковом режиме. Кривая зависимости чувствительности не имеет горизонтального участка, и эта зависимость будет значительной в любом диапазоне энергий. Действительно, с увеличением энергии E_γ коэффициент ослабления μ_z уменьшается и, следовательно, уменьшается числитель в выражении (8.10); для воздуха коэффициент μ_{kmB} в среднем спектральном диапазоне энергий практически постоянен, поэтому получается, что с изменением энергии числитель и знаменатель в формуле (8.10) изменяются в противоположных направлениях. В целом с ростом энергии излучения чувствительность дозиметра резко падает. *Некомпенсируемая энергетическая зависимость чувствительности ограничивает область применения сцинтилляционных дозиметров в счетчиковом режиме лишь измерением излучений с неизменным спектральным составом.*

Сравним чувствительность сцинтилляционного дозиметра в счетчиковом режиме и газоразрядного счетчика. Полагая $\mu_z h \ll 1$, вместо соотношения (8.10) получаем

$$\frac{n_{сч}}{P_0} = V \frac{\mu_z}{\bar{E}_\gamma \mu_{kmB}}, \quad (8.11)$$

где V – объем сцинтиллятора. Для газоразрядного счетчика эта зависимость имеет вид

$$\frac{n'_{сч}}{P_0} = S_{сч} \frac{\varepsilon_{сч}}{\bar{E}_\gamma \mu_{kmB}}, \quad (8.12)$$

где $S_{сч}$ – площадь поверхности газоразрядного счетчика; $\varepsilon_{сч}$ – эффективность регистрации фотонов.

Из соотношений (8.11) и (8.12) получим отношение чувствительности сцинтилляционного счетчика к газоразрядному при условии равенства их активных объёмов:

$$\delta = \frac{d_{сч}}{4} \frac{\mu_z}{\varepsilon_{сч}}, \quad (8.13)$$

где $d_{сч}$ – диаметр газоразрядного счётчика.

Для сцинтиллятора NaI(Tl) при энергии γ -квантов 1 МэВ, $d_{сч} = 1$ см, $\varepsilon_{сч} = 1\%$ расчет дает 6–5,5. Это свидетельствует о том, что чувствительность по мощности дозы сцинтилляционного счетчика в несколько раз превосходит чувствительность газоразрядного счетчика. Однако значительная энергетическая зависимость чувствительности сцинтилляционных счетчиков требует особой предосторожности при их использовании в дозиметрии.

8.11. КОМПЬЮТЕРНАЯ КОРРЕКЦИЯ ХОДА С ЖЁСТКОСТЬЮ В СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ ДОЗИМЕТРАХ

У дозиметров, основанных на сцинтилляционном методе измерений, чувствительность чаще всего растёт с уменьшением энергии фотонов и при нескольких десятках килоэлектрон-вольт достигает максимума, а затем падает с

уменьшением энергии, как, например, у использовавшегося для целей дозиметрии при ликвидации последствий Чернобыльской катастрофы геологоразведочного прибора СРП-68-1. В табл. 1 приведена энергетическая зависимость этого прибора. В приведенном диапазоне энергий отношение наибольшего значения чувствительности к наименьшему (ход с жёсткостью) составляет $14/0,55=25,5$. В более широком диапазоне энергий эта величина достигает 1000. Такое поведение чувствительности приводит к тому, что γ -излучение в нижней части энергетического спектра даёт завышенное значение поглощённой энергии, в верхней части (после 662 кэВ) – заниженное. Ход с жёсткостью сцинтилляционных детекторов можно компенсировать с помощью выравнивающих фильтров, как и в случае газонаполненных и плёночных детекторов, однако в современных дозиметрах применяется более эффективное средство – компьютерная коррекция, которая использует априорную информацию об энергетических спектрах излучения существующих радионуклидов, которые могут встречаться на практике.

Таблица 8.4. Энергетическая зависимость СРП-68-1

Энергия фотонов, МэВ	0,030	0,067	0,083	0,120	0,661	1,25
Относительная чувствительность	7,5	14,0	13,5	11,6	1,0	0,55

Поясним упрощённо суть компьютерного метода коррекции хода с жёсткостью. Поскольку энергия гамма-квантов, испускаемых каждым конкретным изотопом, известна, то можно поочередно измерить положение фотопиков каждого радионуклида, которые подобраны таким образом, чтобы они попадали в каждое окно, на которое разбит рабочий диапазон энергий прибора, а затем обеспечить коррекцию в каждом окне, умножив измеренное значение на корректирующий коэффициент, что перемещает измеренное с ходом с жёсткостью положение фотопика в требуемое место энергетической шкалы прибора. Эффективность данного метода коррекции можно продемонстрировать на примере γ -канала дозиметра-радиометра МКС-АТ1117А. Энергетическая зависимость прибора МКС-АТ1117А приведена на рис. 8.10 (нижняя кривая). Для сравнения на этом рисунке приведена энергетическая зависимость СРП-68-1 (верхняя кривая). Видно, что ход с жёсткостью у МКС-АТ1117А не превышает 1,3 по сравнению с 25,5 у СРП-68-1.

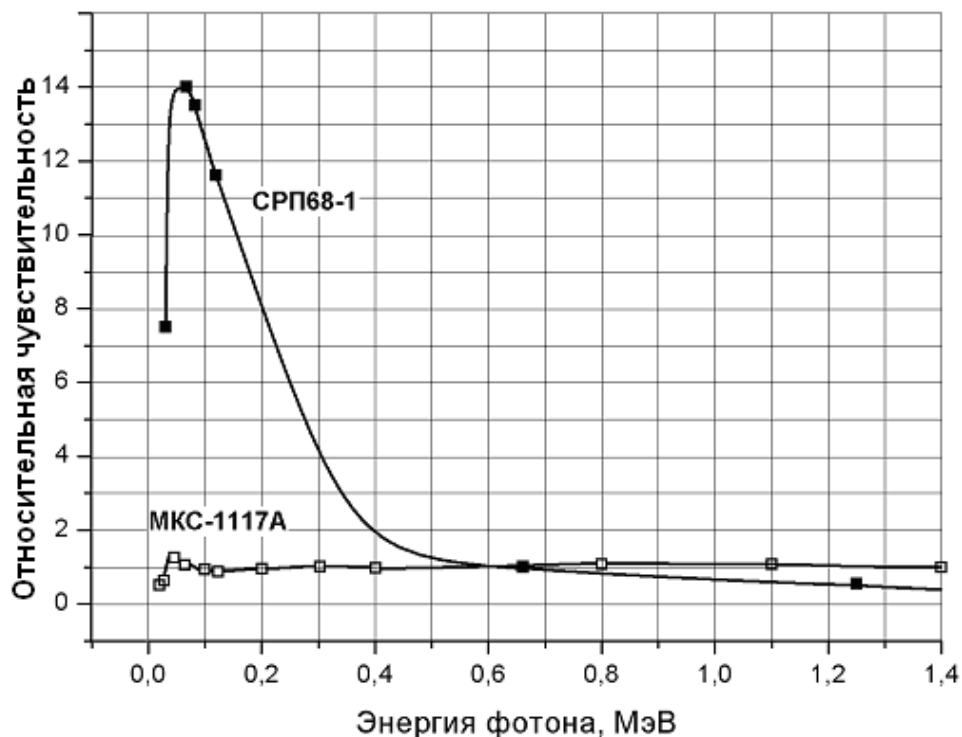


Рис. 8.10. Энергетическая зависимость чувствительности для СРП-68-1 и МКС-1117А

8.12. ВЛИЯНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЗАВИСИМОСТИ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ НА ТОЧНОСТЬ ДОЗИМЕТРИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

Энергетическая зависимость дозиметров является одним из существенных источников нормируемой дополнительной погрешности. Дополнительная погрешность от ионизирующих излучений, сопутствующих фотонному, как правило, не нормируется. Необходимо подчеркнуть, что именно различная энергетическая зависимость измерителей мощности экспозиционной дозы и различное влияние сопутствующих излучений в определенных условиях может приводить к значительному расхождению показаний дозиметров разных типов.

Такие условия сложились в зоне, загрязненной осколочными продуктами, рассеянными по территории в результате аварии на Чернобыльской АЭС. Основная часть этих продуктов является β -, γ -излучателями. При этом ряд радионуклидов обладает достаточно большой граничной энергией β -спектра, чтобы оказать влияние на показания некоторых из использовавшихся измерителей экспозиционной дозы и ее мощности. Это ^{106}Rh ($E_\beta = 3,54$ МэВ) и ^{144}Pr ($E_\beta = 2,99$ МэВ). Осколочные продукты испускают фотоны в широком диапазоне энергий. На поле, создаваемое первичным γ -излучением, накладывается рассеянное, смягчая существенно спектр. Кроме того, высокоэнергетические β -частицы при рассеянии создают тормозное излучение, в том числе и в блоках детектирования дозиметрических приборов.

Таким образом, поле излучения на местности характеризовалось сложным составом, который был различен в зависимости от условий. Глубина залегания радиоактивных продуктов могла меняться вследствие перемешивания слоев почвы, что существенно влияло на поле β -излучения. Условия рассеяния γ -излучения были различны на открытых пространствах и в лесных массивах.

В широко применяемых дозиметрах чаще всего используются детекторы, основанные на ионизационном и сцинтилляционном принципах измерений. У дозиметров с ионизационными камерами и газоразрядными счетчиками чувствительность, как правило, падает с уменьшением энергии фотонов. Такие дозиметры, отградуированные по γ -излучению ^{60}Co , при нескольких десятках килоэлектрон-вольт (область, в которой накапливается рассеянное излучение) могут занижать показания в два раза. Например, дозиметр ДП-5В по оценкам [4] мог занижать показания в реальном поле фотонного излучения в зоне аварии до 1,5 раза.

У дозиметров, основанных на сцинтилляционном методе измерений, чувствительность чаще всего растет с уменьшением энергии фотонов и при нескольких десятках килоэлектрон-вольт достигает максимума, а затем падает с уменьшением энергии. Характер изменения чувствительности термолюминесцентных индивидуальных дозиметров зависит от вида люминофора и конструкции применяемой кассеты. Может наблюдаться как рост, так и падение их чувствительности при уменьшении энергии фотонов.

Интерпретация результатов дозиметрических измерений осложнилась широким использованием за 30-километровой зоной АЭС прибора СРП-68-1 с детектором, содержащим сцинтиллятор NaI (Tl) $\varnothing 30 \times H 25$. По чувствительности этот прибор превосходит остальные использовавшиеся тогда приборы (самый чувствительный диапазон 0–3 мкР/ч). Однако, как следует из его описания, он «предназначен для поиска радиоактивных руд по их γ -излучению и для радиометрической съемки местности, а также для радиометрического контроля карьеров и горных выработок».

Расчет показывает, что отношение чувствительности приборов СРП-68-1 и ДП-5 в неискаженном поле γ -излучения продуктов деления составляет 1,5. Эта величина слабо меняется от изменения возраста продуктов деления и от изменения состава продуктов, наблюдавшегося в зоне выпадений. Как показала практика, наличие рассеянного излучения приводило к тому, что показания дозиметров этих типов различались в ряде случаев в 3–3,5 раза.

Учитывая возникшие расхождения в показаниях дозиметрических приборов, Госстандарт СССР дал ряд инструктивных указаний. В этих указаниях для снятия дозовых характеристик поля излучения на местности, по результатам которых должны приниматься административные решения, предписывалось использовать только дозиметрические приборы, специально предназначенные для этих целей: ДП-5, ДРГЗ-02, ДКС-04 и др. Прибор СРП-68-1 разрешалось применять для поисков аномалий радиоактивной загрязненности. Для ориентировочной оценки мощности экспозиционной дозы рекомендовалось показания прибора СРП-68-1 делить на коэффициент 1,5. Учитывая, что завышение показаний прибора СРП-68-1 при измерениях на местности могло быть в 2,5–3 раза,

использование коэффициента 1,5 во всех случаях не должно приводить к занижению действительного значения мощности экспозиционной дозы.

Для выяснения причин расхождения показаний дозиметров типов ДРГЗ, ДП-5 и других, специально предназначенных для контроля радиационной обстановки, были проведены эксперименты с использованием образцов почв, взятых в различных районах 30-километровой зоны. С помощью дозиметров 57012 и ДРГЗ-02 снимались зависимости показаний приборов, регистрирующих излучение образцов почв, от толщины фильтров из различных материалов: полиэтилена, алюминия, бериллия, меди, свинца. Эксперименты показали, что эти зависимости практически одинаковы, если толщина фильтра выражается в граммах на квадратный сантиметр. Независимость закона ослабления от атомного номера материала фильтра свидетельствует о том, что ослабление связано с фильтрацией β -частиц большой энергии, а не с заметным вкладом в показания низкоэнергетического γ -излучения. Поэтому различие в показаниях дозиметров разных типов при измерениях на местности было объяснено большим вкладом в их отклик β -излучения, который зависит от эффективной толщины оболочки блока детектирования до его чувствительной области (радиационной толщины).

Чтобы исключить различное влияние β -излучения на показания дозиметров, необходимо, чтобы дозиметры либо имели одинаковую радиационную толщину, либо были нечувствительны к β -излучению. Поэтому в инструктивном указании Госстандарта СССР для устранения расхождения показаний дозиметров ДП-5 и ДРГЗ в зоне ЧАЭС рекомендовалось измерения дозиметрами ДРГЗ проводить с надетым на блок детектирования дополнительным экраном из алюминия толщиной 3 мм или другого легкоатомного материала толщиной $0,7 \text{ г/см}^2$.

Опыт проведения дозиметрических измерений при ликвидации последствий аварии на Чернобыльской АЭС еще раз подтвердил несовершенство концепции инструментального контроля радиационной безопасности, необходимость отказа от экспозиционной дозы и ее мощности, перехода к прямым измерениям поглощенной и эквивалентной доз, выработки требований к дозиметрам этого класса и создания системы метрологического обеспечения измерений новых величин.

9. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ДОЗИМЕТРИЧЕСКИЕ ДЕТЕКТОРЫ

9.1. ОСОБЕННОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ

Применение полупроводников в качестве дозиметрических детекторов основано на их способности регистрировать ионизирующие частицы. В природе имеется огромное количество соединений, минералов и чистых элементов, которые относятся к классу полупроводников, но лишь немногие из них нашли применение для регистрации ионизирующих излучений.

Общим признаком полупроводников является значение их электрической проводимости, которое занимает промежуточное место между электрической проводимостью диэлектриков и проводников. Диапазон значений удельной электрической проводимости полупроводников лежит в пределах 10^4 – 10^{-10} Ом·см⁻¹, в то время как к диэлектрикам относят вещества с удельной электрической проводимостью менее 10^{-10} Ом·см⁻¹, металлы (проводники) имеют удельную электрическую проводимость в пределах 10^6 – 10^4 Ом·см⁻¹. С точки зрения зонной теории полупроводниковыми свойствами обладают такие вещества, ширина запрещенной зоны которых не превышает 2–3 эВ. У диэлектриков запрещенная зона значительно шире, у металлов она практически отсутствует.

Полупроводник в качестве счетчика элементарных частиц выступает как аналог импульсной ионизационной камеры, но в основе работы счетчика лежит ионизация атомов твердого тела. По сравнению с газовыми ионизационными детекторами полупроводниковые счетчики имеют особенности, которые определяют их преимущества и недостатки и возможность использования для дозиметрии.

Результатом ионизации в полупроводнике является появление свободных электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне. Ширина запрещенной зоны не превосходит нескольких электрон-вольт, поэтому и энергия, необходимая для образования пары электрон – дырка, является величиной того же порядка. Это одна из особенностей, отличающих их от газовых ионизационных камер, где средняя энергия образования одной пары ионов составляет десятки электрон-вольт (для воздуха 34 эВ). Таким образом, в расчете на одинаковую поглощенную энергию в полупроводниковом детекторе образуется примерно на порядок больше носителей электрических зарядов, чем в чувствительном объеме ионизационной камеры. Плотность вещества полупроводникового детектора на несколько порядков (примерно 10^3) выше плотности газа в обычной ионизационной камере, поэтому и поглощенная энергия (в расчете на одинаковую плотность потока излучения) в полупроводниковом детекторе на несколько порядков больше, чем в газовом. Таким образом, в одном и том же поле излучения ионизационный эффект в полупроводниковом детекторе будет на несколько порядков выше, чем в ионизационной камере. Это определяет их главное преимущество: высокая чувствительность при малых размерах.

Другая важная особенность полупроводниковых детекторов по сравнению с газовыми – высокая подвижность носителей заряда. Например, в кремнии при комнатной температуре подвижность отрицательных носителей (электронов) равна $1300 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$, а положительных (дырок) – $500 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$. Для сравнения напомним, что подвижность ионов в воздухе при нормальных условиях около $1 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$. Высокая подвижность носителей зарядов определяет малое время собирания электрических зарядов на электроды и, как следствие, большую разрешающую способность детектора при счетно-импульсном режиме работы (временное разрешение).

Малое время собирания существенно снижает вероятность рекомбинации положительных и отрицательных зарядов. В расчете на одинаковую напряженность электрического поля эффект рекомбинации в полупроводниковом детекторе пренебрежимо мал по сравнению с газовыми камерами. Кроме того, большая подвижность носителей зарядов при прочих равных условиях обеспечивает больший ионизационный ток. В расчете на одинаковый ионизационный эффект полупроводниковый детектор требует на несколько порядков меньшего электрического напряжения, чем газовый. В этом еще одно преимущество полупроводников.

Сравнительно малая ширина запрещенной зоны обуславливает появление свободных электрических зарядов в результате флуктуации энергии теплового движения. Это приводит к тому, что сравнительно высокая «фоновая» проводимость полупроводника существенно зависит от температуры. Здесь мы имеем дело с одной из наиболее серьезных трудностей при использовании полупроводников в качестве дозиметрических детекторов. Высокий темновой ток в некоторых случаях не позволяет применять полупроводники в качестве детекторов.

Рассмотрим подробнее вопрос о флуктуациях фонового тока при импульсном режиме работы полупроводникового детектора. Пусть собственное сопротивление полупроводника будет R , тогда при напряжении U фоновый ток $i=U/R$. Предположим, что в детектор попала ионизирующая частица, которая образовала N электрических зарядов. Под действием электрического поля эти заряды собираются на электроды за время собирания τ . Но за это же время на электроды соберутся заряды фонового тока. Пусть число фоновых зарядов, попавших на электроды за время τ , будет N_ϕ . Тогда

$$N_\phi = i\tau/e = U\tau/eR, \quad (9.1)$$

где e – элементарный заряд.

Надо сравнить число полезных отсчетов N с флуктуациями фона. Среднее квадратическое отклонение фона равно

$$\sqrt{N_\phi} = \sqrt{U\tau/eR}. \quad (9.2)$$

Очевидно, измерения можно производить только в том случае, если полезный сигнал превосходит флуктуации фона. Введем величину

$$\lambda = N/\sqrt{N_\phi}. \quad (9.3)$$

Подставив сюда значение N_ϕ из формулы (9.1), получим следующую формулу для отношения сигнал – фон:

$$\lambda = N / \sqrt{U\tau/eR}. \quad (9.4)$$

Из формулы (9.4) следует, что при наличии фонового тока условия регистрации сильноионизирующих частиц (большое значение N) лучше, чем слабоионизирующих. Сравним это с условиями работы ионизационной камеры. Там темновой ток, обусловленный собственной проводимостью газа, пренебрежимо мал. Однако из-за эффекта рекомбинации более благоприятные условия измерения для обеспечения режима насыщения наблюдаются при измерении слабоионизирующих частиц.

Наличие флуктуации темнового тока требует достаточно высокого электрического сопротивления полупроводника. Согласно оценкам, для удовлетворительного измерения, например α -излучения детектором толщиной 0,1 см при площади поперечного сечения 0,1 см², удельное сопротивление полупроводника должно быть больше 10⁵ Ом·см⁻¹. Однако чистые кристаллы важных в практическом отношении полупроводников имеют значительно меньшее удельное сопротивление. Поэтому требуются специальные меры, направленные на улучшение электрических свойств полупроводников.

В табл. 9.1 приведена характеристика некоторых наиболее важных полупроводниковых веществ. Из всего перечня наибольшее распространение в качестве основы дозиметрических полупроводниковых детекторов получили кремний и германий.

При дозиметрическом применении полупроводниковых детекторов измеряют либо ионизационный ток, либо импульсы тока, поэтому представляется необходимым подробнее рассмотреть природу и поведение носителей электрических зарядов в полупроводнике.

9.2. НОСИТЕЛИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЗАРЯДОВ В БЕСПРИМЕСНОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ

Носителями электрических зарядов в полупроводнике могут быть электроны, дырки и ионы кристаллической решетки. Все они могут участвовать в создании электрического тока. Свободные электроны создают ток путем непосредственного перемещения от катода к аноду. Перемещение дырок происходит иначе. Каждая отдельно взятая дырка сама по себе не перемещается.

Таблица 9.1. Характеристика полупроводниковых материалов

Полупроводник	Ширина запрещённой зоны при 300 К, эВ	Энергия образования одной электронно-дырочной пары, эВ	Атомный номер	Подвижность при 300 К, см ² /(В с)		Время жизни, с	
				Электронов	Дырок	Электронов в полупроводнике <i>p</i> -типа	Дырок в полупроводнике <i>n</i> -типа
Кремний	1,08	3,6	14	1500	500	3×10 ⁻³	3×10 ⁻³

Полупроводник	Ширина запрещённой зоны при 300 К, эВ	Энергия образования одной электронно-дырочной пары, эВ	Атомный номер	Подвижность при 300 К, см ² /(В с)		Время жизни, с	
				Электронов	Дырок	Электронов в полупроводнике <i>p</i> -типа	Дырок в полупроводнике <i>n</i> -типа
Германий	0,67	2,94	32	3800	1800	10 ⁻³	10 ⁻³
Алмаз	~6	10	6	1800	1200	—	—
Селенид кадмия	1,7	—	48,34	200	—	10 ⁻² –10 ⁻³	—
Сульфид кадмия	2,4	7,3	48,16	300	10	~10 ⁻³	<10 ⁻⁸
Теллурид кадмия	1,5	—	48,52	~100	~100	4×10 ⁻⁵	>10 ⁻⁵
Фосфид галлия	2,25	—	31,15	140	150	10 ⁻⁸	10 ⁻⁸
Арсенид галлия	1,43	6,3	31,33	8500	420	10 ⁻⁷	10 ⁻⁷
Сурьмид галлия	0,67	—	31,51	4000	1400	~10 ⁻⁸	~10 ⁻⁸
Фосфид индия	1,25	—	49,15	4800	150	—	—
Арсенид индия	0,4	—	49,33	20000	240	—	—
Сурьмид индия	9,17	0,6	49,51	78000	750	~10 ⁻⁷	~10 ⁻⁷
Сульфид свинца	0,37	—	82,16	400	600	2×10 ⁻⁵	—

Появление дырки – это появление одного свободного состояния в распределении электронов по состояниям валентной зоны. Наличие таких свободных состояний позволяет электронам перемещаться против электрического поля, в результате чего можно сказать, что дырки перемещаются по полю. Наглядно это можно себе представить следующим образом. Предположим, на плоской поверхности имеются лунки (дырки), заполненные шариками (электроны). Если один шарик убрать, то появится свободная лунка-дырка. Если шарик из соседней лунки перейдет в свободную, то дырка окажется в другом месте, т.е. она переместится. В полупроводнике перемещение дырки – это перемещение нескомпенсированного положительного заряда, поэтому направленное перемещение дырок создает электрический ток.

Ионы кристаллической решетки подобно электронам могут участвовать в создании тока путем непосредственного перемещения. Однако это ведет к переносу вещества полупроводника и в конце концов к его разрушению. Поэтому полупроводники с ионной проводимостью практически нельзя использовать в качестве детекторов, и мы их рассматривать не будем. В дальнейшем будем предполагать, что ионной проводимости в полупроводнике нет.

Появление свободных носителей электрических зарядов в полупроводнике может быть вызвано:

1. Переходом электронов из валентной зоны в зону проводимости вследствие энергии теплового движения. Одновременно появляются дырки в валентной зоне.

2. Переходом электронов в зону проводимости и образованием дырок в валентной зоне вследствие поглощения энергии ионизирующего излучения. Число возникающих при этом носителей служит мерой дозы излучения.

3. Ионизацией примесей.

Полупроводники, электрическая проводимость которых обусловлена переходами электронов из заполненной, валентной зоны в зону проводимости, называются собственными полупроводниками. Полупроводники, электрическая проводимость которых обусловлена ионизацией примеси, называются примесными.

Одновременно с появлением свободных носителей идет процесс их исчезновения в результате рекомбинации электронов и дырок. Кроме того, возможен процесс захвата носителей ловушками. При равновесном состоянии исчезновение и появление носителей идет с одинаковой скоростью. В идеальном полупроводнике равновесные концентрации электронов (n) и дырок (p) равны между собой и намного меньше числа уровней в зонах. В этом случае число носителей зависит только от ширины запрещенной зоны g и температуры T .

Существует определенная вероятность заполнения различных энергетических уровней зарядами. Распределение электронов по энергетическим уровням в разрешенных зонах кристалла подчиняется распределению Ферми – Дирака:

$$f = \frac{1}{\exp\left[\frac{(E - E_\phi)}{kT}\right] + 1}, \quad (9.5)$$

где $f(E)$ – вероятность того, что при температуре T энергетический уровень E занят, или вероятность электрону иметь энергию E ; E_ϕ – энергетический уровень Ферми; k – постоянная Больцмана. Из формулы (9.5) видно, что $f(E) = 1/2$ при $E = E_\phi$. Отсюда уровень Ферми – это такой энергетический уровень, вероятность заполнения которого равна $1/2$.

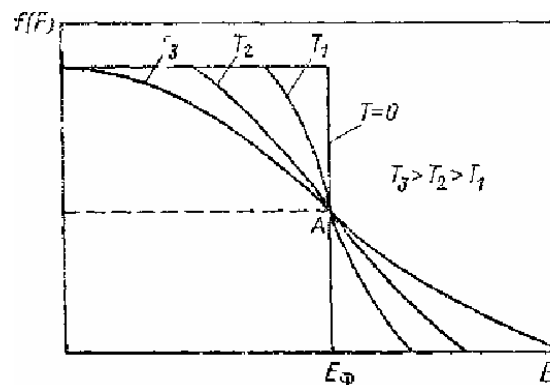


Рис.9.1. Распределение электронов по энергетическим уровням в разрешенных зонах кристалла при различной температуре

На рис. 9.1 показан вид функции $f(E)$ при различных температурах. Характерна симметрия функции относительно некоторой точки A при любой температуре. Для данной температуры вероятность нахождения электрона на уровне, который расположен выше уровня Ферми на величину ΔE , равна вероятности образования дырки на уровне, расположенном на расстоянии ΔE ниже уровня Ферми. При абсолютном нуле все уровни валентной зоны в полупро-

воднике заняты электронами и все уровни зоны проводимости свободны; в этом случае $f(E) = 1$ при $E < E_\phi$, $f(E) = 0$ при $E > E_\phi$.

Для не слишком высоких температур, когда $E - E_\phi \gg kT$, экспоненциальное слагаемое в знаменателе $\exp[(E - E_\phi)/kT] \gg 1$ и функция $f(E)$ принимает вид

$$f(E) = \exp[(E - E_\phi)/kT] = \exp(E_\phi/kT) \exp(-E/kT). \quad (9.6)$$

При $E \gg E_\phi$ распределение Ферми-Дирака переходит в распределение Максвелла-Больцмана:

$$f(E) = A \exp(-E/kT). \quad (9.7)$$

Концентрацию электронов в зоне проводимости n можно определить, если известна плотность распределения энергетических уровней в этой зоне $\rho_n(E)$:

$$n = \int_{E_\Pi}^{\infty} \rho_n(E) f(E) dE,$$

где нижний предел интегрирования E_Π равен низшему уровню (дну) зоны проводимости.

Если $f(E)$ – вероятность нахождения электрона на уровне E в валентной зоне, то $[1 - f(E)]$ – вероятность того, что на данном уровне электрон отсутствует, или вероятность того, что уровень E в валентной зоне занят дыркой. Пусть ρ_p – плотность распределения энергетических уровней в валентной зоне. Тогда концентрация дырок в валентной зоне определяется формулой

$$p = \int_0^{E_B} \rho_p(E) [1 - f(E)] dE, \quad (9.8)$$

где верхний предел интегрирования E_B есть высший энергетический уровень валентной зоны.

В целом полупроводник является электрически нейтральным телом, поэтому суммарная плотность свободных зарядов должна равняться нулю. Для чистого (беспримесного) полупроводника это означает, что $n = p = n_i$,

$$n_i = N_i \exp(-E_g/2kT), \quad (9.9)$$

где E_g – ширина запрещённой зоны, а N_i – эффективная плотность энергетических уровней, одинаковая для зоны проводимости и валентной зоны. При этом уровень Ферми находится точно посередине запрещённой зоны:

$$E_\phi = \frac{1}{2}(E_\Pi + E_B). \quad (9.10)$$

9.3. ПРИМЕСНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ

Примеси увеличивают электрическую проводимость полупроводника, так как повышается число носителей электрических зарядов. Однако примеси не только увеличивают общее число носителей, но и могут изменить соотношение

между концентрациями n и p так, что число положительных и отрицательных зарядов окажется неодинаковым.

Рассмотрим для примера роль фосфора, который включен в качестве примеси в германий. Атом фосфора имеет пять валентных электронов, четыре из которых связаны с ближайшими четырьмя атомами германия. Пятый электрон фосфора оказывается незанятым и испытывает притяжение со стороны соседних атомов. В результате этого притяжения энергия связи незанятого электрона с атомом фосфора сильно уменьшается. Достаточно небольшой энергии, чтобы оторвать этот электрон от атома фосфора и сделать его свободным. Таким образом, атомы примеси ионизируются, но образовавшиеся положительные заряды не свободны, а связаны со своими атомами, поэтому в создании электрического тока они участвовать не могут.

При наложении электрического поля в этом случае возникает ток, полностью обусловленный электронами примеси. Примеси, которые снабжают полупроводник свободными электронами, называются донорными, или *донорами*. В примесном полупроводнике с донорной примесью возможно образование некоторого количества дырок вследствие ионизации атомов самого полупроводника. Но так как для этого требуется значительно более высокая энергия, чем для ионизации примеси, то число дырок в валентной зоне будет мало по сравнению с числом свободных электронов.

Донорная примесь обуславливает электронный механизм электрической проводимости. Такие полупроводники называются электронными, или *полупроводниками n -типа*.

Носители тех зарядов, концентрация которых в данном полупроводнике больше, называются основными носителями. Следовательно, в полупроводнике n -типа основными носителями являются электроны, а неосновными – дырки.

Помимо донорных примесей, которые увеличивают относительное число электронов, существуют примеси, которые увеличивают относительное число дырок. Увеличение числа дырок происходит в результате захвата атомами примеси электронов, принадлежащих атомам основного полупроводника. Такие примеси называются акцепторными, или *акцепторами*. Примером акцепторной примеси в германии может быть трехвалентный бор. Его три валентных электрона могут осуществить связь с тремя атомами германия. Одна связь оказывается незанятой, и бор захватывает электрон у атома германия. Бор превращается в отрицательный ион. Образовавшийся отрицательный заряд, однако, не является свободным, а связан с атомом бора и не может участвовать в создании электрического тока. Свободным носителем является дырка в валентной зоне германия. В этом случае электрическая проводимость обусловлена преимущественно дырками. Подобные полупроводники называются дырочными, или *полупроводниками p -типа*. Основными носителями в полупроводниках p -типа являются дырки, а неосновными – электроны.

Напишем условие нейтральности примесного полупроводника, в котором концентрация донорных атомов равна N_D , а акцепторных – N_A . Пусть по-прежнему концентрация электронов в зоне проводимости равна n , а концентрация дырок в валентной зоне – p . Электроны попадают в зону проводимости двумя путями: переходом из валентной зоны и переходом с локальных уровней

донорных атомов в результате их ионизации. Концентрация дырок и валентной зоне определяется переходом электронов как в зону проводимости, так и на акцепторный уровень. Пусть n_D – концентрация электронов, локализованных на донорных уровнях, P_A – концентрация дырок, локализованных на акцепторных уровнях, т.е. концентрация акцепторных атомов, не захвативших электроны из валентной зоны. Тогда $N_D - n_D$ есть концентрация ионизированных донорных атомов, электроны которых попали в зону проводимости. Аналогично $N_A - p_A$ есть концентрация дырок в валентной зоне, обусловленных атомами-акцепторами, т.е. концентрация отрицательных ионов акцепторных атомов, которые захватили электроны из зоны проводимости. Электрическая нейтральность обеспечена, если суммарная концентрация всех отрицательных зарядов равна суммарной концентрации всех положительных зарядов:

$$n + (N_A - p_A) = p + (N_D - n_D). \quad (9.11)$$

Левая часть уравнения (9.11) определяет суммарную концентрацию электронов в зоне проводимости и отрицательно заряженных атомов акцепторной примеси, а правая часть – суммарную концентрацию дырок в валентной зоне и положительно заряженных атомов донорной примеси.

В полупроводнике с собственной проводимостью концентрация свободных носителей, обусловленных примесями, мала по сравнению с концентрацией носителей, обусловленных переходом электронов из валентной зоны в зону проводимости; в этом случае $N_D \ll n$, $N_A \ll p$, а $n = p = n_i$.

В полупроводнике с примесной проводимостью концентрация свободных носителей полностью определяется ионизацией примесей. Если все примесные атомы ионизированы, то $n_D = 0$, $P_A = 0$, $n = N_D$, $p = N_A$.

Рассмотрим подробнее полупроводник n -типа. Для него $p \ll n$. При низких температурах, когда не все донорные атомы ионизированы, $n + n_D = N_D$; $n = N_D - n_D$, т.е. концентрация свободных электронов равна концентрации ионизированных донорных уровней. Теория дает следующее выражение для уровня Ферми в этом случае:

$$E_F = \frac{E_{\Pi} + E_D}{2} - \frac{1}{2} kT \ln \frac{N_D}{N_{\Pi}}, \quad (9.12)$$

где E_D – локальный уровень, соответствующий донорной примеси. Второе слагаемое правой части формулы (9.12) значительно меньше первого слагаемого, поэтому для полупроводника n -типа уровень Ферми оказывается смещенным к зоне проводимости и находится между уровнем донорных примесей и дном зоны проводимости.

Для полупроводника p -типа уровень Ферми смещен в сторону валентной зоны и располагается между уровнем акцепторных примесей и высшим уровнем валентной зоны.

Концентрации носителей в полупроводниках p - и n -типов определяются следующими выражениями:

$$\begin{aligned}
p_p &= N_B \exp\left[-(E_\Phi^p - E_B^p)/kT\right]; \\
n_p &= N_\Pi \exp\left[-(E_\Pi^p - E_\Phi^p)/kT\right]; \\
p_n &= N_B \exp\left[-(E_\Phi^n - E_B^n)/kT\right]; \\
n_n &= N_\Pi \exp\left[-(E_\Pi^n - E_\Phi^n)/kT\right],
\end{aligned} \tag{9.13}$$

где p_p и n_p – концентрация дырок и электронов в полупроводнике p -типа; p_n и n_n – концентрация дырок и электронов в полупроводнике n -типа; E_Φ^p , E_B^p , E_Π^p – уровень Ферми, верхний уровень валентной зоны и нижний уровень зоны проводимости соответственно в полупроводнике p -типа; E_Φ^n , E_B^n , E_Π^n – соответствующие уровни в полупроводнике n -типа.

9.4. p - n -ПЕРЕХОД

Из рассмотренного механизма появления свободных носителей в примесных полупроводниках следует, что добавление акцепторных примесей к полупроводнику n -типа должно уменьшить число свободных носителей так же, как добавление донорных примесей к полупроводнику p -типа. Таким образом, можно уменьшить фоновую электрическую проводимость с помощью компенсирующих примесей. Однако в любом случае проводимость не будет меньше, чем в чистом идеальном кристалле.

Примесные полупроводники даже при наличии компенсирующих добавок, так же как и собственные полупроводники, малопригодны для дозиметрических целей из-за больших фоновых токов. Однако существуют условия, при которых в полупроводнике создается область, обедненная свободными носителями. В этих условиях электрическое сопротивление резко увеличивается, а электрическая проводимость падает. Такие условия создаются при p - n и n - p -переходах.

Переходом называется область полупроводника, где происходит смена типа проводимости, например с электронной на дырочную или, наоборот, с дырочной на электронную. Предположим, что на грань полупроводникового кристалла, обладающего дырочной проводимостью (полупроводник p -типа), нанесен слой вещества, обладающий донорными атомами. Путем диффузии эти атомы могут внедриться в основной кристалл и образовать у поверхности кристалла слой с электронной проводимостью (n -область). В n -области концентрация электронов n_n значительно превосходит концентрацию электронов n_p в p -области; в то же время концентрация носителей положительных зарядов (дырок) p_p в p -области значительно превосходит концентрацию дырок p_n в n -области. Такое различие в концентрациях приводит к тому, что при образовании n -слоя в кристалле p -типа через границу раздела между областями n и p электроны будут диффундировать в p -слой, а дырки – в n -слой. Ионизированные атомы донорного вещества, электроны которых переместились в p -область, создают некомпенсированный положительный объемный заряд в n -области около границы раздела. В p -области вследствие ухода дырок образуется отрицательный объемный заряд. В результате создается двойной электрический слой у границы раздела. Электрическое поле этого слоя препятствует дальней-

шему диффузионному переносу электронов и дырок. Через некоторое время после образования двойного электрического слоя устанавливается равновесное состояние, при котором результирующие потоки электронов и дырок равны нулю.

Таким образом, в полупроводниковом кристалле с дырочной проводимостью создается переходный участок, разделяющий p - и n -области, после которого проводимость меняется с дырочной на электронную. Эта переходная область и является p - n -переходом.

Аналогичные рассуждения можно провести, если предположить, что основной кристалл обладает электронной проводимостью (n -типа). Тогда для получения перехода необходимо создать слой с дырочной проводимостью. У границы раздела будет происходить смена электронной проводимости на дырочную. Переходная область в данном случае называется n - p -переходом. В дальнейшем будем говорить только о p - n -переходе, имея в виду, что все рассуждения аналогично могут быть перенесены на n - p -переход.

Укажем наиболее важные особенности p - n -перехода.

1. В области p - n -перехода концентрация равновесных носителей зарядов на несколько порядков ниже, чем в остальном объеме кристалла. Следовательно, p - n -переход обладает значительно более высоким сопротивлением. обедненная носителями область p - n -перехода является основной рабочей областью полупроводникового детектора.

2. Переходы могут быть симметричными или несимметричными. В симметричных переходах концентрация основных носителей в обеих областях примерно одинакова, т.е. $p_p \approx n_n$.

Более типичны и практически важны несимметричные переходы, где концентрация основных носителей различается на несколько порядков.

3. При отсутствии внешнего напряжения протяженность обедненного слоя очень мала (порядка микрометра), а разность потенциалов, определяющая высоту потенциального барьера для основных носителей, может составить несколько десятых долей вольта. Внешнее напряжение может изменить как ширину обедненной области, так и высоту потенциального барьера. Наиболее важен случай, когда на p - n -переход подано так называемое обратное смещение, т.е. внешнее напряжение подключено таким образом, что на p -область подан «минус». При обратном смещении высота барьера увеличивается, а поток основных носителей через барьер стремится к нулю. При этом ширина обедненной области также увеличивается.

Ширина области перехода пропорциональна корню квадратному из потенциала смещения U :

$$h \sim \sqrt{\rho U}, \quad (9.14)$$

где ρ – удельное сопротивление.

Переход с внешним обратным смещением типичен для полупроводниковых детекторов излучения.

Прямое смещение (на p -область подан «плюс») приводит к уменьшению высоты барьера и увеличению электрической проводимости перехода.

4. Положительные заряды в p – n -переходе сосредоточены у границы n -слоя в очень узкой области, а отрицательные – распределены равномерно по всему переходу. Это приводит к неоднородности электрического поля, созданного пространственным зарядом в переходе, величина которого максимальна у границы n -области.

Для изготовления полупроводниковых детекторов с переходами обычно применяют кристаллы кремния и германия с возможно меньшей концентрацией примеси, однако для дозиметрических целей более практичным оказался кремний.

По способу получения слоя обратной проводимости различают детекторы поверхностно-барьерные, диффузионные и литиеводрейдые. Так как атомы лития имеют очень большой коэффициент диффузии, литиеводрейдые детекторы легко получить с широкой областью перехода; чувствительный объем может иметь глубину, измеряемую миллиметрами. Однако технология изготовления достаточно трудна и дорога.

Диффузионные детекторы по технологии изготовления требуют высоких температур (до 800°C), что может привести к изменениям физических характеристик исходного материала. В этом отношении преимущества на стороне поверхностно-барьерных детекторов, которые можно получить окислением (при обычных условиях) кремния n -типа; при этом образуется очень тонкий слой (менее 0,1 мм) обратной проводимости (p -типа). Первоначальные характеристики кремния остаются неизменными. Это одна из причин, по которой поверхностно-барьерные переходы интенсивно исследуют с точки зрения пригодности для дозиметрических целей.

Структура энергетических уровней p – n -перехода может быть получена на основе изложенных ранее представлений, p – n -переход получается в результате соединения полупроводника p -типа с полупроводником n -типа. В каждом из этих полупроводников в отдельности уровни Ферми занимают различное положение. В кристалле с p – n -переходом устанавливается единый уровень Ферми во всех его областях и энергетическая структура выглядит так, как показано на рис. 9.2. Край валентной зоны и зоны проводимости смещаются таким образом, что уровень Ферми E_F в p -области оказывается ближе к верхнему уровню валентной зоны E_V^p , а в n -области уровень Ферми приближен к нижнему уровню зоны проводимости E_{Π}^n .

Разность между нижним уровнем зоны проводимости в p -области E_{Π}^p и нижним уровнем зоны проводимости в n -области E_{Π}^n равна разности между верхним уровнем валентной зоны в p -области E_V^p и верхним уровнем валентной зоны в n -области E_V^n , так что

$$E_{\Pi}^p - E_{\Pi}^n = E_V^p - E_V^n = e\varphi_D, \quad (9.15)$$

где e – элементарный заряд; φ_D – диффузионный потенциал, образованный в результате диффузии зарядов при формировании p – n -перехода; он равен потенциальному барьеру в отсутствие внешней разности потенциалов.

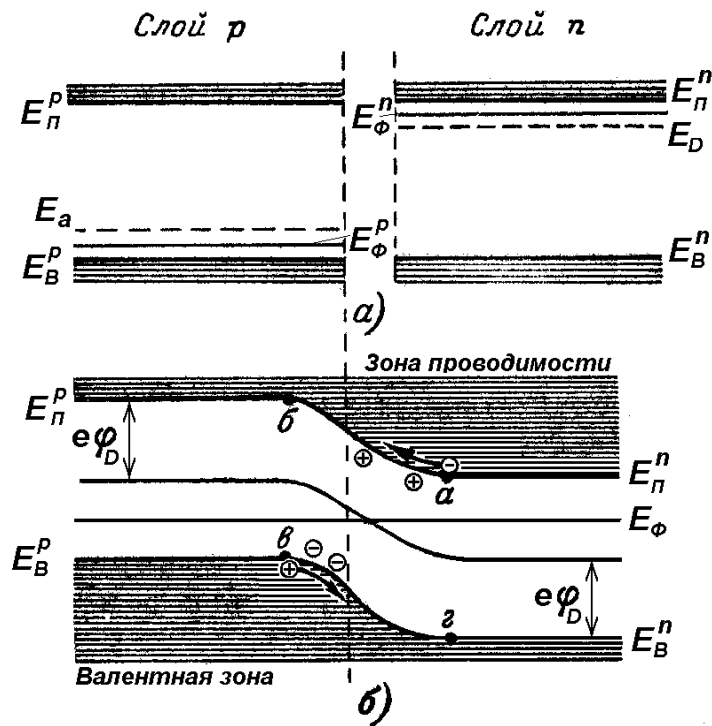


Рис. 9.2. Зонные диаграммы p - и n -слоёв (а) и p - n -перехода в равновесном состоянии (б)

Напомним, что зонные диаграммы рисуются применительно к электронам. Поэтому если электроны уподобить шарикам, перемещающимся по «дну» зоны проводимости, то диаграмма на рис. 9.2,б позволяет образно интерпретировать потенциальный барьер. В самом деле, электронам в слое n нужно обладать достаточной начальной энергией, чтобы преодолеть подъём на участке $a - б$ и перейти в левую часть системы. В то же время электроны, находящиеся в слое p , не нуждаются в начальной энергии и могут свободно «скатываться» направо, коль скоро они подошли к p - n -переходу. Чтобы сохранить такую же образность к дыркам, нужно уподобить их поплавкам (или пузырькам), упирающимся в «потолок» валентной зоны, которая как бы заполнена жидкостью. Тогда дырки слоя p тоже должны обладать достаточной энергией, чтобы преодолеть силу «выталкивания» и опуститься на высоту потенциального барьера на участке $в - г$. Дырки же слоя n могут свободно «всплывать» в левый слой, если они попали на границу раздела. Менее энергичные дырки слоя p и электроны слоя n не могут преодолеть барьер и возвращаются, как бы отразившись от него. Глубина проникновения отражаемых носителей в переход тем больше, чем выше их энергия (рис. 9.3).

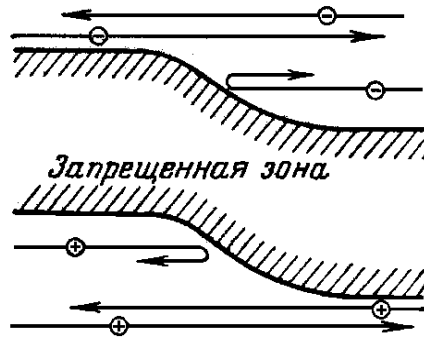


Рис. 9.3. Зонная схема движения носителей в p – n -переходе

Для полупроводника с p – n -переходом справедливы следующие соотношения для концентраций дырок в n -области p – n :

$$\begin{aligned} p_n &= p_p \exp \frac{-e\varphi_D}{kT}; \\ n_p &= n_n \exp \frac{-e\varphi_D}{kT}. \end{aligned} \quad (9.16)$$

где p_p и n_p – концентрация дырок и электронов в полупроводнике p -типа; p_n и n_n – концентрация дырок и электронов в полупроводнике n -типа.

Если приложить внешнее напряжение к полупроводнику с p – n -переходом, то высота потенциального барьера изменится и станет равной

$$\varphi = e\varphi_D + U, \quad (9.17)$$

где U – потенциал n -области полупроводника по отношению к p -области за счет внешнего источника напряжения.

Положительный знак потенциала U соответствует обратному смещению, отрицательный знак – прямому. Таким образом, обратное смещение повышает потенциальный барьер, а прямое снижает.

Это означает, что изменяется расстояние между уровнями разрешенной зоны в p - и n -областях. При наличии смещения U концентрации носителей (со штрихами в отличие от обозначений, используемых в формулах (9.16) для случая без внешнего напряжения) даются следующими выражениями:

$$\begin{aligned} p'_n &= p'_p \exp \frac{-e\varphi_D}{kT} \exp \frac{eU}{kT}; \\ n'_p &= n'_n \exp \frac{-e\varphi_D}{kT} \exp \frac{-eU}{kT}. \end{aligned} \quad (9.18)$$

Полученные формулы соответствуют прямому смещению перехода внешним напряжением U . Учитывая, что в соответствии с формулами (9.16) произведение первых двух членов представляют собой концентрации в отсутствие внешнего смещения, получаем

$$\begin{aligned} p'_n &= p_p \exp \frac{eU}{kT}; \\ n'_p &= n_n \exp \frac{eU}{kT}. \end{aligned} \quad (9.19)$$

Данные выражения формулы справедливы в предположении, что концентрация носителей достаточно мала, и можно считать, что они не взаимодействуют между собой.

Видно, что при прямом смещении перехода концентрация неосновных носителей растёт экспоненциально с ростом напряжения. Плотность тока, протекающего через p – n -переход, определяется дырочной, j_p , и электронной, j_n , компонентами

$$j = j_n + j_p = j_s \left(\exp \frac{eU}{kT} - 1 \right), \quad (9.20)$$

где

$$j_s = \left(\frac{D_p p_n}{L_p} + \frac{D_n p_p}{L_n} \right), \quad (9.21)$$

где D_p , D_n – коэффициенты диффузии соответственно для дырок и электронов, L_p , L_n – диффузионная длина пробега дырок в n -области и электронов в p -области:

$$L_p = \sqrt{D_p \tau_p}, \quad L_n = \sqrt{D_n \tau_n},$$

где τ_p , τ_n – среднее время жизни неосновных носителей.

9.5. ДОЗИМЕТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ

Преимущества полупроводниковых детекторов, связанные с высокой чувствительностью, малыми габаритами, низким внешним напряжением, частично компенсируются сравнительно сложной технологией изготовления, необходимостью иметь предельно чистые исходные материалы, фоновыми явлениями, зависимостью от условий среды. Их преимущества в полной мере очевидны, когда они служат счетчиками и спектрометрическими детекторами.

Использование полупроводниковых детекторов собственно в дозиметрии для измерения экспозиционной и поглощенной доз ограничено заметной зависимостью дозовой чувствительности от энергии излучения. Несмотря на аналогию с ионизационной камерой по механизму действия, в дозиметрическом отношении полупроводниковые детекторы, скорее, похожи на сцинтилляционные детекторы в режиме счетчика. Теоретический анализ зависимости измеряемого сигнала от поглощенной энергии не даёт простого и надежного способа компенсации энергетической зависимости чувствительности. Тем не менее малые габариты, возможность создания практически точечных дозиметров с малым напряжением питания делают полупроводниковые детекторы незаменимыми в клинической дозиметрии и радиобиологических исследованиях, где требуются внутрисполостные измерения.

Принципиальный недостаток полупроводниковых дозиметров – неопределенность в величине чувствительного объема. В уже изготовленном дозиметре можно измерить чувствительный объём, однако, во-первых, этот объём зави-

сит от условий эксплуатации (например, от смещения) и, во-вторых, практически можно изготовить дозиметр с точно заданными размерами чувствительной области. Это затрудняет, по крайней мере, на сегодняшний день, возможность применения полупроводниковых дозиметров в качестве метрологических установок для абсолютных измерений дозы. Они могут выступать лишь как вторичные приборы, требующие градуировки.

Зависимость размера чувствительной области от обратного смещения позволяет изменять чувствительность дозиметра к различным видам излучения изменением напряжения.

Полупроводниковый детектор с p – n -переходом в счетчиковом режиме аналогичен импульсной ионизационной камере. Есть, однако, существенные различия. Во-первых, число носителей заряда, образованных ионизирующей частицей в веществе полупроводника, может оказаться сравнимым с флуктуациями числа носителей, обычно присутствующих в чувствительном объеме; возникает проблема шума (собственного фона), который практически отсутствует при работе с обычными ионизационными камерами. Во-вторых, чувствительная область детектора, как правило, не распространяется на весь объем полупроводника. Когда ионизирующая частица проходит через чувствительную область перехода, вновь образованные носители заряда уносятся электрическим полем на электроды за время, исчисляемое долями микросекунды. Чтобы быть зарегистрированной, ионизирующая частица не обязательно должна создавать заряды непосредственно в чувствительном объеме. Дополнительные носители зарядов, созданные в пределах диффузионной длины от чувствительного слоя, могут в результате диффузии попасть в обедненную зону и создать ионизационный импульс. Время, которое для этого требуется, составляет несколько миллисекунд. Фактическая возможность регистрации частиц, не попавших в чувствительную область, определяется постоянной времени системы. Постоянную времени выбирают из оптимальных условий по отношению к эффекту фона, обычно она составляет $0,1 \div 1$ мкс, что значительно меньше времени диффузии; в этом случае на электроды собираются преимущественно заряды, непосредственно образованные в чувствительном слое.

При облучении полупроводника фотонами вторичные электроны будут создаваться во всем объеме детектора. При пересечении ими чувствительной области возникают электрические импульсы, которые могут быть зарегистрированы либо с учетом, либо без учета их амплитуды. Амплитуда импульса пропорциональна числу зарядов в чувствительном слое.

Наличие фоновых носителей заряда не позволяет регистрировать частицы, производящие малую ионизацию. Для улучшения соотношения эффект—шум необходимо отсечь импульсы ниже определенной величины. Тогда регистрироваться будут все импульсы выше некоторого уровня дискриминации.

На рис. 9.4 дана зависимость чувствительности $n_{сч}/P$ счетчика от уровня амплитудной дискриминации при облучении фотонами от различных источников. Эти данные получены в экспериментах с поверхностно-барьерным кремниевым счетчиком. Из рисунка видно, что при низком уровне дискриминации чувствительность имеет, по крайней мере, один и тот же порядок величины для различного состава излучения.

На рис. 9.5 показана энергетическая зависимость чувствительности для того же детектора при различных уровнях дискриминации. Как видно из рисунка, уровень дискриминации очень сильно влияет на чувствительность, однако при уменьшении уровня дискриминации она становится более постоянной и при уровне, эквивалентном энергии 115 кэВ, изменяется не более чем на 30% среднего значения.

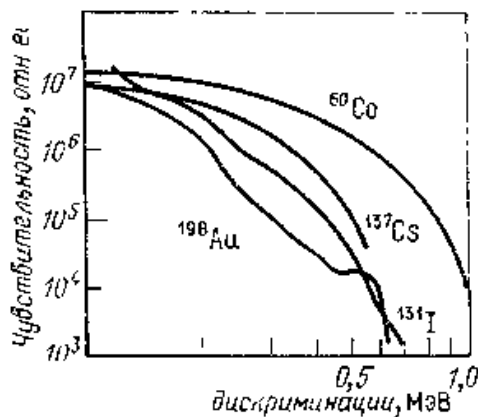


Рис. 9.4. Зависимость дозовой чувствительности от уровня дискриминации для поверхностно-барьерного кремниевого счётчика

Счетчиковый метод достаточно чувствителен и прост. Однако энергетическая зависимость чувствительности остается недостаточно удовлетворительной.

На рис. 9.6 показана энергетическая зависимость чувствительности дозиметра, изготовленного на основе кремния р-типа с диффузионным переходом. Удельное сопротивление составляло 10000 Ом·см; обедненный слой имел толщину 0,3 мм при обратном смещении 50 В.

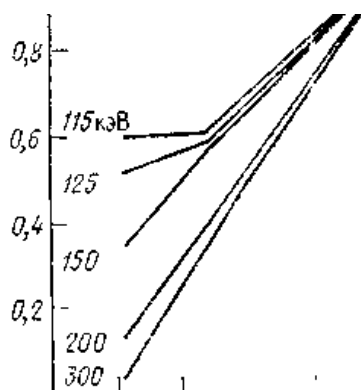


Рис. 9.5. Энергетическая зависимость дозовой чувствительности кремниевого счётчика. Цифры у кривых — уровень дискриминации

С учетом фоновых флуктуации можно было регистрировать фотоны от энергии 20 кэВ; при определенном уровне дискриминации скорость счета пропорциональна мощности дозы. При площади дозиметра 3 см² мощность дозы 10 мкГр/ч вызывала скорость счета несколько импульсов в секунду.

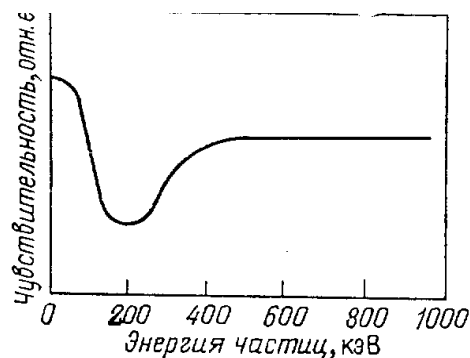


Рис. 9.6. Дозовая чувствительность дозиметра на основе кремния p -типа с диффузионным переходом

При высокой мощности дозы счетно-импульсный метод становится непрактичным из-за слишком большой скорости счета. В дозиметре с p – n -переходом при обратном смещении наблюдается ток утечки, зависящий от напряжения смещения и температуры. Под действием ионизирующего излучения концентрация неосновных носителей возрастает и ток, протекающий через переход, увеличивается. Дополнительные носители могут возникнуть как в обедненной зоне, так и в соседних областях в пределах диффузионной длины. Все они, в конечном счете, вносят свой вклад в ток в зависимости от постоянной времени системы. На рис. 9.7 показана вольт-амперная характеристика, снятая в поле фотонного излучения ^{60}Co при мощности экспозиционной дозы 50 Р/мин. Детектором служил поверхностно-барьерный кремниевый полупроводник с площадью сечения 0,4 см² и общей толщиной 0,5 мм. Пунктирной линией показано поведение тока утечки при температуре 20 °С.

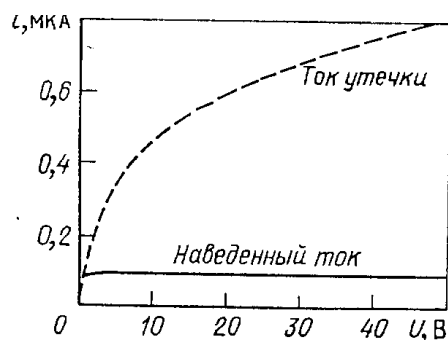


Рис. 9.7. Вольт-амперная характеристика полупроводникового дозиметра в поле фотонного излучения

Из графика следует, что ток, вызванный излучением, практически не зависит от напряжения смещения, за исключением самого начального участка. Это объясняется тем, что время жизни неосновных носителей было достаточно велико, так что диффузионная длина превышала размеры кристалла. В результате на электроды собрались все носители из полного объема детектора. Этот своеобразный ток насыщения нельзя, однако, использовать для измерения низкой мощности дозы, так как соответствующий ток утечки превосходит его в несколько раз. Нижний предел, по-видимому, лежит в области 10÷100 Гр/мин.

При низких значениях напряжения смещения ток утечки резко уменьшается, в то время как ионизационный ток изменяется мало. В этих условиях наиболее выгодно проводить измерения при нулевом напряжении внешнего смещения.

Помимо тока, протекающего через детектор, можно измерять падение напряжения на внешнем нагрузочном сопротивлении. Плотность тока, протекающего через детектор при смещении U в результате воздействия ионизирующего излучения с мощностью экспозиционной дозы P , равна

$$j = j_s \left(\exp \frac{eU}{kT} - 1 \right) + aPL_n, \quad (9.22)$$

где L_n – средняя длина пробега электрона, a – некий коэффициент пропорциональности.

Полупроводниковые детекторы с $(p-n)$ -переходом применяют для целей дозиметрии также без приложения внешнего напряжения. При отсутствии радиационного воздействия диффузионный потенциал обеспечивает равновесное состояние в области перехода; при этом, как мы знаем, заряды двойного слоя создают запирающее электрическое поле. Возникающие под действием излучения дополнительные носители заряда перемещаются в этом поле: электроны – из p -области в n -область, а дырки – из n -области в p -область. При разомкнутой внешней цепи это приводит к снижению диффузионного потенциала, что может быть зарегистрировано. В режиме короткого замыкания возникающий в цепи ток пропорционален скорости образования электронно-дырочных пар, т.е. мощности дозы излучения в материале детектора. Условия короткого замыкания требуют, чтобы сопротивление внешней цепи было много меньше внутреннего сопротивления; это надо учитывать при выборе способа измерения тока короткого замыкания.

Кремниевые дозиметрические детекторы без внешнего источника напряжения, работающие в режиме короткого замыкания, успешно применяют в радиационной медицине. Миниатюрность и электрическая безопасность делают их пригодными для внутрисполостных измерений.

Энергия образования одной электронно-дырочной пары в кремнии равна 3,5 эВ; с учетом плотности кремния это дает значение радиационно-индуцированного тока, примерно в 18000 большее на единицу чувствительного объема, чем в воздушнонаполненной ионизационной камере при атмосферном давлении. Величина короткозамкнутого тока определяется формулой (9.22). При отсутствии внешнего напряжения ($U=0$) получим, что ток короткого замыкания пропорционален мощности дозы P и диффузионной длине L :

$$j = aPL. \quad (9.23)$$

Диффузионная длина равна расстоянию, на которое перемещается носитель вследствие диффузии в течение среднего времени жизни τ_i :

$$j = aP\sqrt{D_i\tau_i}. \quad (9.24)$$

9.6. КРЕМНИЕВЫЙ ДИОД КАК ИНДИВИДУАЛЬНЫЙ ДОЗИМЕТР

Выпускаемые промышленным способом кремниевые pin-диоды могут использоваться как компактные дозиметры для определения индивидуальных доз. По сравнению с пассивными приборами, в которых используется рентгеновская плёнка или термолюминесцентные вещества, полупроводниковые детекторы позволяют производить непрерывный отсчёт в реальном масштабе времени. По сравнению со счётчиками Гейгера-Мюллера, также обладающими такой возможностью, полупроводниковые дозиметры более компактны и механически более прочны.

Подверженный облучению рентгеновским или гамма-излучением, кремниевый диод вырабатывает импульсы за счёт вторичных электронов, создаваемых либо в активном объёме диода, либо попадающих туда из окружающих его материалов. В идеале один отсчёт, зарегистрированный диодом, должен представлять единицу экспозиции независимо от энергии гамма- или рентгеновского фотона. Реальное поведение кремниевого диода сильно отличается от идеального представления, поскольку вероятность регистрации события не столь однозначно связана с дозой, поставляемой каждым поступающим фотоном. Как показано на рис. 9.8, выраженная в единицах отсчётов/мР чувствительность типового диода падает на несколько порядков при изменении энергии падающего излучения в диапазоне от кэВ до МэВ. Как и в случае использования счётчиков Гейгера-Мюллера, конструкторы пытаются выравнять энергетическую зависимость чувствительности путём размещения металлических поглотителей вокруг детектора, чтобы добиться так называемой «энергетической компенсации». Эти поглотители ослабляют поток низкоэнергетического излучения, падающего на детектор, и одновременно усиливают отклик детектора на высоких энергиях за счёт большего выхода высвобождаемых электронов, способных проникнуть в активный объём детектора. На рис. 9.8. показан также выходной сигнал того же диода при различных толщинах медного и оловянного фильтров. И хотя эти фильтры несколько выравнивают отклик детектора, результирующая энергетическая зависимость во всём диапазоне всё же остаётся большой. Поэтому если дозиметр используется в случае широкого спектра энергий падающего излучения и далеко от области калибровки, возможны значительные погрешности [21].

При использовании кремниевых диодных детекторов для дозиметрических целей, помимо простого счётного режима, возможно использование и других режимов регистрации. Так как атомный номер кремния ($Z = 14$) мало отличается от эффективного атомного номера мягкой ткани, процессы преобразования энергии гамма-квантов в энергию электронов идут примерно одинаково в обеих этих средах. Отличие массового коэффициента поглощения для кремния не превышает 10% в интервале энергии от 150 кэВ до 1 МэВ. Поэтому результаты измерения отклика кремниевого диода в токовом режиме являются хорошим приближением для оценки дозы, получаемой мягкой тканью от таких же фотонов. Более высокую чувствительность по сравнению с работой в токовом режиме можно получить, если с помощью соответствующей электроники проводить весовую обработку импульсов в соответствии с энергетической зависи-

мостью чувствительности так, чтобы суммарный сигнал был пропорционален поглощённой дозе.

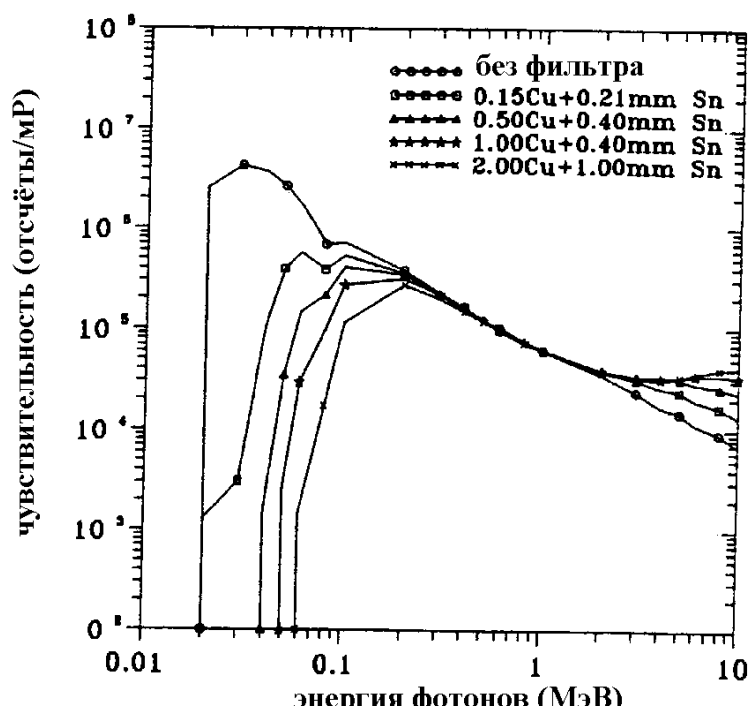


Рис. 9.8. Расчётные значения чувствительности (в отсчётах на миллирентген) типового фотодиода к рентгеновскому и гамма-излучению. На графиках показаны зависимости для собственно фотодиода и для случаев его использования совместно с фильтрами, состав и толщина которых указаны на рисунке

Полупроводниковые диодные детекторы используются также в индивидуальных дозиметрах нейтронного излучения. Для этой цели они снабжаются конверторами из ${}^6\text{Li}$, ${}^{10}\text{B}$, ${}^{157}\text{Gd}$, вступающими в реакции с медленными нейтронами с выделением α -частиц, которые и регистрируются кремниевыми диодами. Использование водородсодержащих конверторов типа тонких полиэтиленовых плёнок расширяет диапазон энергий регистрируемых нейтронов до области быстрых нейтронов за счёт регистрации протонов отдачи. Если необходимо регистрировать нейтроны в суммарном диапазоне, в одном дозиметре используют совместно два диодных детектора с конверторами обоих типов. Взвешенная сумма их выходных сигналов позволяет оценить вариации вклада флюенса в поглощённую дозу. В идеале такой комбинированный дозиметр может иметь отклик, пропорциональный их вкладу в эффективную дозу, и поэтому может использоваться в случаях недостаточности или полного отсутствия знаний о спектре энергии нейтронов.

9.7. РАДИАЦИОННАЯ СТОЙКОСТЬ КРЕМНИЕВЫХ ДЕТЕКТОРОВ

При разработке и применении кремниевых полупроводниковых детекторов с p - n -переходом следует учитывать возможное влияние радиационных повреждений на их дозиметрические характеристики. При достаточной энергии ионизирующих частиц атомы кремния могут быть смещены со своего исходно-

го положения в кристаллической решетке. Эти смещения приводят к созданию новых центров рекомбинации, которые способны захватывать носители заряда в полупроводнике, обуславливая таким образом уменьшение радиационно-индуцированного тока. Число таких повреждений зависит от типа и энергии ионизирующих частиц, а также от дозы излучения. Например, для снижения тока короткого замыкания в кремниевом детекторе энергия электронов должна быть не ниже 145 кэВ. При лобовом столкновении электронов такой энергии с атомами кремния последние приобретают минимально необходимую энергию для своего смещения (13 эВ). Число повреждений растет с увеличением энергии ионизирующего излучения. По мере накопления дозы D накапливаются радиационные повреждения и регистрируемый ток j становится меньше исходного тока J_0 . Ток короткого замыкания в зависимости от накопленной в детекторе дозы D определяется следующим выражением:

$$j = j_0 \sqrt{\frac{1}{1 + j_0 \lambda D}}, \quad (9.25)$$

где λ – постоянная величина, включающая множитель a , коэффициент диффузии D_i и мощность экспозиционной дозы $\dot{X}$.

Напомним, что речь идет о радиационно-индуцированном токе, соответствующем мощности дозы излучения P . Измеряемый ток пропорционален мощности дозы, следовательно, по формуле (9.25) чувствительность детектора, или его отклик па единицу мощности дозы, падает по мере накопления поглощенной дозы как результат накопления радиационных повреждений.

Радиационные повреждения вызывают изменения электрических свойств полупроводника, приводя к росту удельного сопротивления. Необратимые радиационно-индуцированные изменения электрической проводимости полупроводниковых детекторов сами по себе могут быть использованы для измерения дозы ионизирующего излучения.

Для дозиметрических целей в токовом режиме можно использовать не только полупроводниковые детекторы с p – n -переходом, но и однородные полупроводники. Практически осуществлен вариант дозиметра, в котором мощность дозы определяется по наведенному току в кристаллах сульфида кадмия CdS. Детектор выполнен в виде тонких игольчатых кристаллов длиной около 1 см и толщиной 1 мм. Чувствительность такова, что при мощности дозы 1 Р/мин измеряемый ток равен 0,2 мкА, темновой ток 0,02 мкА.

Недостаток описанных полупроводниковых дозиметров – большая постоянная времени, что затрудняет измерение малой мощности дозы. В промышленном дозиметре такого типа нижний предел измерения составлял 1 мГр/ч.

10. ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ МЕТОДЫ ДОЗИМЕТРИИ

10.1. ОПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В ЛЮМИНОФОРАХ

В последние годы быстрое развитие получили методы дозиметрии, основанные на использовании физических явлений, происходящих в твердых телах под действием ионизирующих излучений. Эта область в зарубежной практике стала называться дозиметрией с помощью твердых тел (*solid state dosimetry*). Хотя имеется большое число твердых веществ, реагирующих различным образом на воздействие излучений, к указанной области дозиметрии обычно относят методы, основанные на явлениях радиофотолюминесценции, радиотермолюминесценции и применении полупроводниковых детекторов. Сюда не относят методы, основанные на применении сцинтилляционных счетчиков.

Под люминесцентными методами дозиметрии принято понимать методы, основанные только на радиофотолюминесценции и радиотермолюминесценции.

Сущность метода заключается в том, что образованные в люминофоре под действием ионизирующего излучения носители заряда (электроны и дырки) локализуются в центрах захвата, вследствие чего происходит накопление поглощенной энергии, которая может быть затем освобождена при дополнительном возбуждении. Дополнительное возбуждение может быть вызвано либо освещением люминофора определенным участком спектра света, либо нагревом. Наблюдаемые при этом оптические эффекты могут служить мерой поглощенной энергии. Примерами таких эффектов могут быть собственно люминесценция, окрашивание люминофора, деградация люминесценции (уменьшение люминесценции, которой обладает необлученный люминофор).

Не всякая локализация носителей заряда приведет к наблюдаемым оптическим эффектам. Они возникают тогда, когда захват электронов и дырок приводит к созданию оптически активных центров (например, центров окраски). В табл. 10.1 систематизированы возникающие в люминофоре центры и соответствующие им оптические эффекты, которые могут быть полезны в дозиметрии.

Хотя явление люминесценции известно с древних времен, механизм его был изучен лишь в 20-го века. Решающее значение в развитии теории люминесценции имели работы советских ученых С. И. Вавилова и В. Л. Левшина.

Дозиметрические методы, основанные на явлениях люминесценции, были предложены в 50-х годах 20-го века. Особое внимание первоначально было сосредоточено на термолюминесцентном методе, в развитие которого существенный вклад внесли советские ученые В. В. Антонов-Романовский, Ч. Б. Лушук, И. Б. Кеирим-Маркус.

10.2. РАДИОФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ

10.2.1. Механизм радиофотолюминесценции

Два вида люминесценции получили признание в качестве основы для развития методов дозиметрии ионизирующих излучений: радиофотолюминесценция и радиотермолюминесценция.

Материалы, представляющие интерес в качестве дозиметрических люминофоров, являются твердыми изоляторами с широким диапазоном оптической прозрачности. В качестве примера можно указать щёлочно-галогенидные соединения (NaCl , LiF и т.п.), обладающие простым составом и кристаллической структурой. Они состоят из двух взаимопроникающих кубических решеток, содержащих щелочные и галогенидные ионы.

Идеальный кристалл состоит из чередующихся положительных щелочных и отрицательных галогенидных ионов (рис. 10.1, *а*). Реальные кристаллы, однако, содержат различные структурные дефекты. Один из возможных дефектов щёлочно-галогенидных кристаллов – отсутствие положительных и отрицательных ионов (вакансий) в тех местах, где они должны были бы быть в идеальном кристалле (рис. 10.1, *б*). Эти вакансии случайным образом расположены в кристаллической решетке, и в чистом кристалле число положительных и отрицательных вакансий равно между собой. Последнее вытекает из условия, что кристалл в целом является электрически нейтральным.

Таблица 10.1. Оптические эффекты, возникающие в люминофорах под воздействием ионизирующих излучений

Характеристика центра	Процедура измерения	Эффект	Описание процесса
Образованные центры устойчивы к процедуре измерения	Освещение светом (ультрафиолетовым или видимым)	Окрашивание	Центры поглощают свет в первоначально прозрачной спектральной области
		Радиофотолюминесценция	Необлученное вещество не люминесцирует. Новые центры поглощают измерительный свет. Люминесценция с более длинноволновым спектром испускается сколь угодно долго, пока действует освещение
		Деградация люминесценции	Необлученное вещество люминесцирует. Новые центры частично гасят нормальную люминесценцию

Образованные центры разрушаются при дополнительном возбуждении	Нагрев	Термолюминесценция	Запасенная в центрах энергия освобождается в виде люминесценции. При нагреве люминесценция со временем уменьшается
	Освещение светом большей длины волны, чем возникающая люминесценция	Стимулированная люминесценция	Запасенная энергия освобождается в виде люминесценции. Люминесценция падает с течением времени, пока образец облучается стимулирующим светом

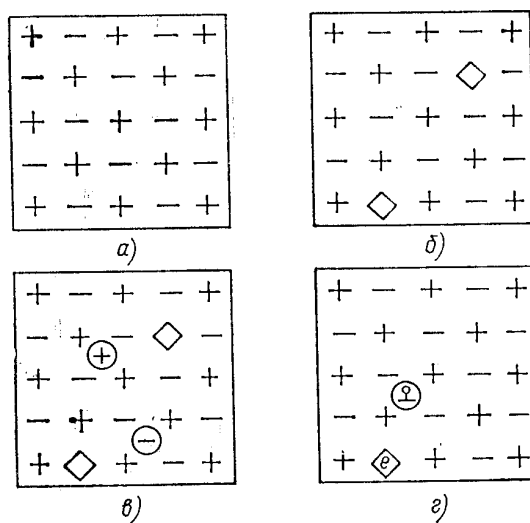


Рис. 10.1. Структурные дефекты беспримесного кристалла: а – идеальный кристалл; б – кристалл с ионными вакансиями; в – ионы в промежуточном положении; г – «ловушки» в кристалле

Другим видом возможных дефектов является смещение положительных или отрицательных ионов из нормального положения в кристаллической решетке и закрепление их в необычном промежуточном положении. В этом случае ион оставляет соответствующую вакансию (рис. 10.1, в).

Наличие подобных дефектов приобретает особое значение при действии на кристалл ионизирующего излучения. Проиллюстрируем это следующим примером (рис. 10.1, г). Вакансии галогенидного иона создают область локализованного положительного заряда, так как отрицательный ион, который нормально должен занимать место вакансии, отсутствует и окружающие положительные щелочные ионы оказываются не полностью нейтрализованными. Под действием ионизирующего излучения в кристалле возникают свободные электроны, один из которых может оказаться вблизи вакансии галогенидного иона. Под действием кулоновских сил этот электрон может быть «захвачен» вакансией.

Аналогично этому галогенидный ион, смещенный со своего нормального положения, создает область локализации избыточного отрицательного заряда. После того как ионизирующее излучение освобождает электрон в кристалле,

образованные положительные дырки могут перемещаться в пределах кристалла. Находясь вблизи расположенного в промежутке галогенидного иона, дырка может быть притянута и удержана кулоновскими силами.

В приведенном примере мы исходим из того, что дефекты в кристаллической решетке существовали до облучения кристалла, и результатом облучения явилось образование электронов и дырок, которые могут быть захвачены дефектами. Однако важно заметить, что ионизирующее излучение само может образовывать подобные дефекты в кристалле (вакансии и смещение ионов).

Вакансию с захваченным электроном можно рассматривать как систему, обладающую разрешенными дискретными энергетическими уровнями, между которыми возможны переходы, соответствующие испусканию или поглощению квантов энергии. Такие системы будем называть центрами.

Поглощение светового фотона может перевести электрон из основного состояния на более высокий возбужденный уровень и даже вырвать его из «ловушки».

Центры, образованные в результате захвата дефектами решетки электронов и дырок, влияют на оптические свойства кристаллов. Например, центр, состоящий из электрона, захваченного галогенидно-ионной вакансией, способен поглощать часть спектра видимого света и тем самым изменять цвет кристалла. Такие центры часто называют *F*-центрами – центрами окраски.

Специфические центры с захваченными дырками – так называемые *H*-центры – образуются в результате облучения щелочногалогенидных кристаллов при очень низких температурах. Полоса поглощения *H*-центра находится вблизи ультрафиолетовой области.

Переход центра из возбужденного состояния в основное может происходить без излучения (безрадиационный переход), с испусканием света (люминесценция) или путем комбинации этих двух процессов. Так, если стабильные *F*-центры создаются ионизирующим излучением, то они могут проявлять себя как центры люминесценции при возбуждении светом определенной частоты. Это явление и называется радиофотолюминесценцией. Таким образом, *радиофотолюминесценция происходит тогда, когда под действием ионизирующего излучения в кристалле создаются новые центры фотолюминесценции.*

Спектр поглощения и испускания *F*-центра иллюстрируется рис. 10.2. Спектр люминесценции, возникающей при возвращении *F*-центра из возбужденного состояния в нормальное, показан штриховой линией. Заштрихованная область соответствует спектру поглощения необлученного кристалла [2].

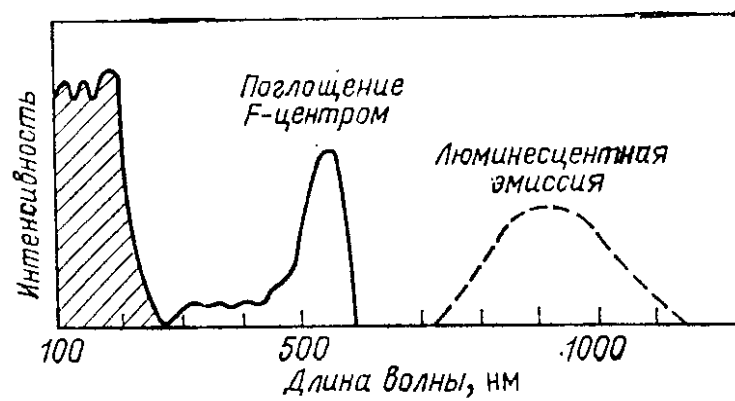
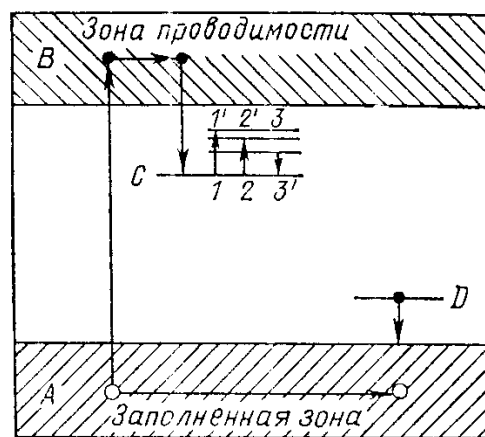


Рис. 10.2. Спектры поглощения и испускания F -центра

Описанный процесс радиофотолюминесценции можно объяснить с помощью зонной теории.

На рис. 10.3 показаны валентная зона A , зона проводимости B и локальные энергетические уровни в пределах запрещенной зоны.

Дефект в кристалле образует ловушку с локальным уровнем C . Ионизирующее излучение переводит электрон из валентной заполненной зоны A в зону проводимости B . Затем электрон захватывается ловушкой и переходит на уровень C . После захвата электрона ловушка превращается в F -центр с несколькими дискретными разрешенными уровнями энергии. При последующем возбуждении видимым светом электрон может занять один из верхних уровней f -центра ($1-1'$, $2-2'$). Обратный переход на основной уровень C ($3-3'$) сопровождается люминесценцией.



• Электрон ○ Дырка

Рис. 10.3. Механизм радиофотолюминесценции

Рассмотренный механизм радиофотолюминесценции в чистом щелочно-галогенидном кристалле поясняет принцип работы радиофотолюминесцентных дозиметров (ФЛД): при поглощении ионизирующего излучения образуются F -центры; концентрацию центров, пропорциональную дозе, можно определить измерением либо поглощения света, либо люминесценции.

На практике, однако, создание дозиметра на основе чистого кристалла, в котором центры люминесценции создавались бы за счет собственных дефектов, оказывается невозможным. Ни эффективность, ни воспроизводимость F -центров в чистом кристалле не соответствует дозиметрическим требованиям; кроме того, F -центры эффективны при очень низких температурах и люминесценция не может быть обнаружена при нормальной температуре; если производить измерение по поглощению света, то в самом акте измерения F -центры фактически разрушаются.

Положение, однако, меняется, если щелочно-галогенидные соединения содержат определенные химические добавки в виде твердого раствора. Ионы серебра Ag^+ , например, существенно улучшают люминесцентные свойства кристаллов.

До облучения кристалл, активированный серебром, прозрачен для ультрафиолетового света. Следовательно, при освещении светом со спектром, близким к ультрафиолетовой области, не может возникнуть и люминесцентное возбуждение. После воздействия ионизирующим излучением возникают полосы поглощения вблизи ультрафиолетовой области, обусловленные образованными в результате облучения центрами, содержащими атомы и ионы серебра. Последующее облучение ультрафиолетовым светом приводит к тому, что некоторые из этих центров вызывают видимую люминесценцию. Например, в кристалле NaCl с примесью ионов серебра возникают полосы поглощения с максимумом при 250, 280, 310, 340 и 440 нм. Последний пик соответствует центру, не дающему люминесценции. Остальные обусловлены центрами, испускающими люминесцентное свечение с максимумом соответственно при 275, 435, 556 и 567 нм.

Помимо щелочно-галогенидных кристаллов радиофотолюминесцентными свойствами обладают активированные серебром фосфатные стекла, применяющиеся для целей дозиметрии. Природа центров и процессы, приводящие к люминесценции в стеклах, полностью еще не изучены.

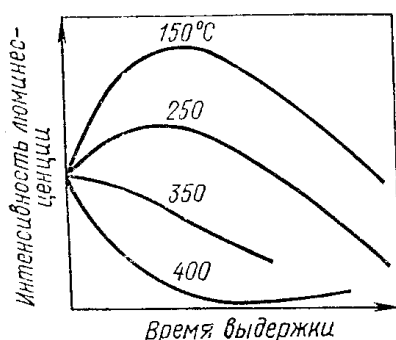


Рис.10.4. Зависимость интенсивности люминесценции от времени выдержки

Дозиметрические стекла специфически реагируют на кратковременное воздействие ионизирующим излучением: сразу после облучения увеличивается интенсивность радиофотолюминесценции (эффект накопления), а затем наблюдается ее затухание. Кинетика процесса зависит от температуры, основного со-

става стекла и концентрации серебра в стекле. Типичные кривые показаны на рис. 10.4. По оси абсцисс отложено время, прошедшее после кратковременного облучения ионизирующим излучением; по оси ординат – интенсивность люминесценции. Параметром служит температура, при которой хранится стекло от момента облучения до момента измерения люминесценции, причем интенсивность люминесценции измеряют при комнатной температуре. Чем выше температура и выше концентрация серебра, тем быстрее наступает максимум свечения после прекращения облучения.

Заканчивая описание механизма радиофотолюминесценции, подчеркнем следующие характерные черты этого процесса:

1) спектр люминесценции обусловлен центрами, состоящими из положительно заряженных атомов серебра, нейтральных атомов и сложных конгломератов. Эти центры создаются под действием ионизирующего излучения с участием первоначально инкорпорированных ионов Ag^+ ;

2) созданные таким образом люминесцентные центры не разрушаются в процессе измерения люминесценции. Они только возбуждаются под действием измерительного света и затем люминесцируют. Эта процедура может повторяться неоднократно.

10.2.2. Радиофотолюминесцентные дозиметры

В качестве радиофотолюминесцентных детекторов практическое значение для целей дозиметрии имеют только неорганические материалы, активированные серебром. Однако применение неорганических кристаллов связано со значительными трудностями, возникающими при их изготовлении. В СССР был предложен радиофотолюминесцентный дозиметр на основе поликристаллических таблеток хлористого натрия $\text{NaCl}(\text{Ag})$, активированного серебром. Наибольшее распространение получили, однако, метафосфатные стекла.

Состав таких стекол определяет их основные дозиметрические качества: эффективный атомный номер, фоновую люминесценцию, относительную чувствительность, энергетическую зависимость.

Оптические свойства активированных серебром фосфатных стекол иллюстрируются рис. 10.5. Необлученное стекло обладает некоторой полосой поглощения (кривая 1). Ионизирующее излучение создает новую полосу оптического поглощения вблизи ультрафиолетовой области (кривая 2), что вызвано образованием новых центров, включающих атомы серебра. Оптическое возбуждение в пределах этого нового спектра поглощения вызывает оранжевую люминесценцию, интенсивность которой является мерой дозы ионизирующего излучения (кривая 3).



Рис. 10.5. Оптические свойства фосфатных стёкол

С повышением дозы излучения увеличивается поглощение вблизи ультрафиолетовой области, и длинноволновая часть спектра перекрывается частично со спектром люминесценции. Поэтому в процессе измерения часть света люминесценции поглощается теми же центрами, которые образовались под действием ионизирующего излучения. Это приводит к тому, что интенсивность радиофотолюминесценции дозиметра вначале линейно растёт с увеличением дозы, затем достигает максимума и при дальнейшем повышении дозы падает.

Исследования показали, что состав стекол может изменяться в широких пределах без серьёзного влияния на радиофотолюминесценцию. Например, изготавливали экспериментальные образцы с большим содержанием P_2O_5 , B_2O_3 , SiO_2 и других оксидов. Практическое распространение получили стекла, содержащие небольшое число металлических метафосфатов, таких, как $Al(PO_3)_3$, $Ba(PO_3)_2$, KPO_3 , $NaPO_3$ и $LiPO_3$ с добавкой B_2O_3 для повышения устойчивости к атмосферным влияниям. Рассмотрим соответствие стеклянных дозиметров дозиметрическим требованиям.

Фон. Обусловлен наличием центров люминесценции независимо от облучения. Фоновая люминесценция необлученных стекол в начальной стадии их исследования была велика и соответствовала экспозиционной дозе γ -излучения до 40 Р. Однако использование чистых материалов и специальной технологической обработки позволяет снизить фоновую люминесценцию до значения, эквивалентного 0,3 Р.

Чувствительность. Эта характеристика дозиметра определяется концентрацией серебра, а также видом других компонентов. Например, в одном исследовании $LiPO_3$ заменили $Mg(PO_3)_2$, что привело к снижению чувствительности в 20 раз. Этот эффект пока трудно объяснить или предсказать. Что касается концентрации атомов серебра, то максимальная радиофотолюминесценция наблюдается при содержании серебра 1–2%. Однако у обычно рекомендуемых стеклянных дозиметров содержание серебра составляет 2,5–4,5%. Это вызвано тем, что после прекращения облучения наблюдается нарастание интенсивности люминесценции (эффект накопления), которое при низкой концентрации серебра идет слишком медленно.

Наличие эффекта накопления, т.е. увеличение интенсивности люминесценции после прекращения облучения, приводит к тому, что понятие чувствительности радиофотолюминесцентных дозиметров необходимо отнести к фиксированному моменту времени после облучения.

Удобнее всего определять чувствительность по максимальной люминесценции. Дозиметр тем лучше, чем быстрее люминесценция достигает максимума и чем дольше она сохраняется постоянной без заметного затухания. К сожалению, эти два требования противоречат одно другому; чем быстрее эффект накопления, тем заметнее эффект затухания после достижения максимальной интенсивности, и, наоборот, стекла с медленным нарастанием люминесценции значительно дольше затем дают максимальное свечение без заметного затухания. Некоторые применяемые на практике стекла сохраняют постоянную интенсивность люминесценции в пределах $\pm 10\%$ в течение нескольких лет, начиная с 2 ч после облучения.

Пределы измерения. Интенсивность радиофотолюминесценции линейно зависит от дозы в пределах от одного до нескольких тысяч рентген. При экспозиционной дозе порядка 10^4 Р интенсивность люминесценции достигает максимума, а затем спадает.

Верхний предел можно увеличить, если не измерять красно-оранжевую область спектра люминесценции, а ограничиться более коротковолновой частью.

Стекла, которые подвергают облучению в высокой дозе, оказываются заметно окрашенными; обычно радиофотолюминесцентные стекла выглядят светло-желтыми при 10^4 Р, желто-коричневыми при 10^5 Р, темно-коричневыми при 10^6 Р и почти черными при 10^7 Р.

Нижний предел измерения определяется фоновой люминесценцией и у лучших образцов дозиметров составляет несколько сот миллирентген.

По отношению к мощности дозы чувствительность сохраняется постоянной в широких пределах; некоторые эксперименты показывают отсутствие эффекта мощности дозы вплоть до 10 Р/с.

Влияние света. Чувствительность стекол к свету зависит от предшествующего облучения ионизирующим излучением и длины волны фотонов. Инфракрасный свет увеличивает эффект накопления и последующие затухания люминесценции.

Ультрафиолетовая область спектра вызывает очень медленное разрушение радиофотолюминесцентных центров. Этот эффект мал и практически не сказывается на результатах измерения, однако длительное воздействие солнечных лучей приводит к заметной потере радиофотолюминесценции.

Обычный рассеянный дневной свет не вызывает заметных эффектов в стекле.

В заключение приведем характеристики разработанного в СССР радиофотолюминесцентного дозиметра ДФМ-1 (дозиметр фотолюминесцентный медицинский). Дозиметр предназначен для измерения дозных полей в фантомах и относительного измерения внутриволостной дозы при лучевой терапии.

В качестве детектора использовано радиофотолюминесцентное стекло размером $10 \times 5 \times 3$ мм; диапазон измеряемой дозы $50 \div 5000$ Р при мощности дозы $1 \div 100$ Р/мин. Погрешность измерения в диапазоне до 200 Р составляет $\pm 20\%$, для более высокой дозы $\pm 10\%$.

10.3. РАДИОТЕРМОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ

10.3.1. Механизм радиотермолюминесценции

Под радиотермолюминесценцией понимают такой процесс, при котором аккумулированная в кристалле энергия ионизирующего излучения преобразуется в энергию флюоресценции под действием теплового возбуждения.

Механизм радиотермолюминесценции можно объяснить на основе представлений, изложенных в предыдущих параграфах.

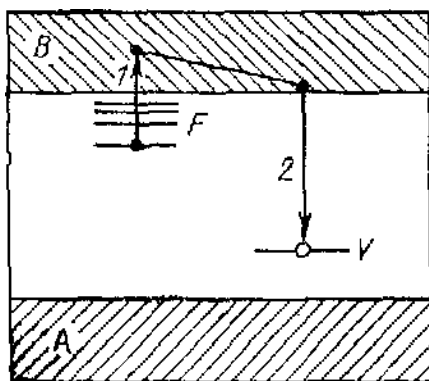


Рис. 10.6. Механизм термолюминесценции беспримесного кристалла

Рассмотрим вначале чистый кристалл, обладающий дефектами. Под действием ионизирующего излучения создаются центры, обусловленные захватом электронов или дырок вакансиями (F и V на рис. 10.6). Затем под действием тепла электрон, локализованный в центре F , может перейти в зону проводимости (переход 1). Блуждая по кристаллу, этот электрон может прорекомбинировать с дыркой, локализованной в центре V (переход 2); при этом возникает люминесценция.

Переход 1 может быть вызван поглощением инфракрасной области света. В этом случае происходит оптически стимулированная люминесценция. Если глубина ловушек невелика, то освобождение электронов с уровней захвата и перевод их в зону проводимости могут происходить вследствие обычного теплового движения при нормальной температуре; для достаточно глубоких ловушек необходим дополнительный нагрев кристалла.

Отличительной чертой этого процесса является разрушение центров окраски в процессе измерения независимо от способа возбуждения (нагрев, обычное тепловое движение, облучение инфракрасным светом). Таким образом, *радиотермолюминесценция* – это процесс люминесценции, связанный с разрушением центров, созданных под действием ионизирующего излучения.

Для краткости обычно вместо «радиотермолюминесценция» употребляют термин «термолюминесценция».

Рассмотрим процесс термолюминесценции кристалла, активированного примесью. На рис. 10.7 показана схема энергетических уровней кристалла с примесью серебра в качестве активатора. Ионизирующее излучение освобож-

дает электрон, который захватывается ловушкой с образованием F -центра. Образовавшаяся дырка оказывается связанной с ионами серебра Ag^+ .

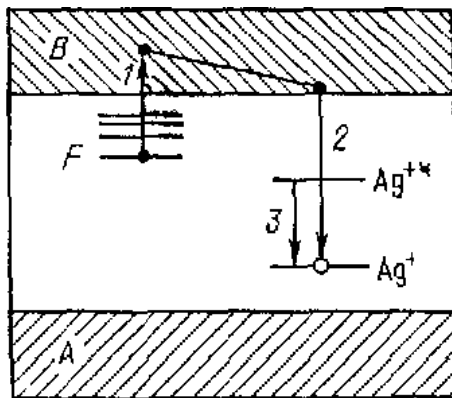


Рис. 10.7. Механизм термолюминесценции кристалла, активированного серебром

Последующее возбуждение освобождает электрон из ловушки и переводит его в зону проводимости (переход 1). Затем электрон рекомбинирует с дыркой (переход 2), в результате чего ион активатора Ag^+ оказывается в возбужденном состоянии Ag^{+*} . Возбужденный ион быстро возвращается в основное состояние с испусканием характеристической люминесценции (переход 3).

Спектр люминесценции определяется природой активатора. Так, свечение Ag^+ находится в ультрафиолетовой – голубой области, Mn^{2+} дает зелено-оранжевое свечение. Примерами активированных фосфоров могут служить $\text{CaF}_2\text{--Mn}$, $\text{CaSO}_4\text{--Mn}$, NaCl--Ag , KCl--Ag . Следовательно, одни и те же соединения могут обладать радиофотолюминесценцией и термолюминесценцией. Для термолюминесценции характерны следующие отличительные особенности.

1. Спектр термолюминесцентной эмиссии является характерным для ионов активатора (например, Ag^+), первоначально инкорпорированных в кристалл.

2. Центры окраски, созданные ионизирующим излучением, разрушаются в процессе измерения. Следовательно, термолюминесцентный дозиметр после процедуры измерения теряет информацию о дозе излучения.

10.3.2. Кривая термовысвечивания

Процедура измерения дозы термолюминесцентным дозиметром сводится к тому, что облученный дозиметр нагревают и в процессе нагрева измеряют интенсивность свечения люминесценции.

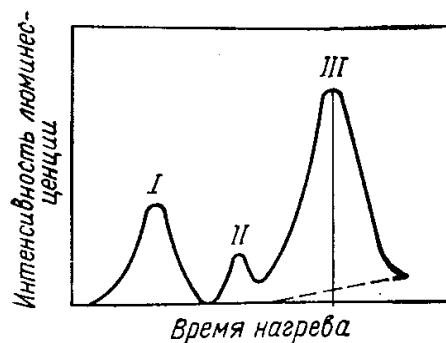


Рис. 10.8. Зависимость интенсивности люминесценции от времени нагрева

Полная светосумма, выделившаяся в процессе нагрева, является мерой поглощенной дозы. Кривая, выражающая зависимость интенсивности люминесценции от температуры люминофора при непрерывном нагреве, называется *кривой термовысвечивания*. Часто вместо температуры указывается время нагрева. Типичный вид кривой термовысвечивания показан на рис. 10.8. Она может иметь один или несколько пиков I–III, соответствующих ловушкам с различной глубиной расположения по отношению к зоне проводимости. Пунктиром изображена фоновая люминесценция, возникающая при нагреве необлученного люминофора.

10.4. ТЕРМОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ ДОЗИМЕТРЫ

10.4.1. Требования к материалам термолюминесцентных дозиметров

Для практического применения в термолюминесцентных дозиметрах (ТЛД) предложено около десяти различных фосфоров. Каждый из них имеет свои особенности, и применимость их в качестве ТЛД определяется выполнением следующих основных требований: чувствительность фосфора только к ионизирующему излучению; высокий выход люминесценции; линейная зависимость выхода люминесценции от дозы в возможно более широком интервале дозы; отсутствие затухания люминесценции (глубокие ловушки) в широком диапазоне температуры; малая зависимость чувствительности от мощности дозы и энергии ионизирующего излучения; подходящий спектр люминесценции; дешевизна и возможность массового производства.

Ниже описаны наиболее распространенные или перспективные термолюминесцентные материалы.

10.4.2. Фтористый кальций CaF_2

В ТЛД могут быть применены как природные соединения фтористого кальция, так и синтетические монокристаллы CaF_2 . Природный CaF_2 проявляет сильную радиотермолюминесценцию, однако основные параметры изменяются

от образца к образцу. Кривые высвечивания имеют несколько максимумов; три главных находятся в интервалах температуры 100, 150÷190 и 250÷300⁰С.

Кривая высвечивания ТЛД на основе природного СаF₂ имеет пять максимумов с наибольшей высотой при 260 °С. Показания линейны в пределах дозы от нескольких миллирентген до более чем 5000 Р с погрешностью ±2%. Измерение дозы производится по высоте четвертого пика, который достаточно стабилен.

Широкое распространение получают ТЛД на основе синтетического СаF₂, активированного марганцем. Кривая высвечивания у этих дозиметров имеет только один максимум, обычно при температуре $T_0=260$ °С. Спектр термолюминесценции охватывает область от 450 до 600 нм с максимумом при 500 нм. Эти кристаллы обладают малым затуханием люминесценции, так как имеют достаточно глубокие ловушки. Они теряют не более 10% запасенной энергии в течение первых 16 ч хранения; затем затухание составляет не более 1% в сутки. Чувствительность не зависит от мощности дозы по крайней мере до 7000 Р/мин.

10.4.3. Фтористый литий LiF

Этот тип фосфора имеет различные характеристики термолюминесценции в зависимости от природы и способа приготовления. Спектр термолюминесценции находится в пределах от 380 до 550 нм с максимумом около 400 нм.

Нижний предел измерения экспозиционной дозы порядка 1–10 Р. Световых выход линейно зависит от дозы примерно до 700 Р, затем становится пропорциональным $D^{1,2}$ примерно до значения 3×10^4 Р, после чего наступает эффект насыщения. Верхний предел, определяемый насыщением, – порядка 10^5 Р. Такое необычное поведение фосфора может быть вызвано побочными эффектами, например триболоминесценцией. По отношению к мощности дозы чувствительность остается постоянной, по крайней мере до значений порядка 10^3 Р/с.

Затухание люминесценции составляет не более 5% после хранения в течение 48 ч при температуре ниже 50 °С; считается, что дозиметр LiF можно использовать при температуре окружающей среды от 0 до 60 °С.

10.4.4. Сульфат кальция, активированный марганцем, CaSO₄(Mn)

Этот тип фосфора имеет простую кривую высвечивания с одним максимумом при 80–100 °С. Фосфор может быть приготовлен в двух видах: либо в виде спрессованного порошка, либо в виде монокристалла. Способ приготовления влияет на значение пиковой температуры T_m . Так, монокристалл имеет значение T_m – около 80⁰С, а порошок – около 100⁰С. Кроме того, монокристалл имеет очень небольшой пик около 235⁰С. Спектр термолюминесценции находится в пределах 400–590 нм с максимумом вблизи 500 нм.

Нижний предел измерения определяется десятками микрорентген, верхний предел – около 10^4 Р. Малая глубина ловушек приводит к заметной зависимости чувствительности дозиметра от мощности дозы.

10.4.5. Сульфат кальция, активированный самарием, $\text{CaSO}_4(\text{Sm})$

Кривая высвечивания обычно имеет три максимума, причем средний пик очень слабый, а последний содержит 70–90% всей светосуммы. Расположение пиков соответствует длинам волн 560, 595 и 620 нм. Максимальный пик соответствует очень глубоким ловушкам ($T_0=400^\circ\text{C}$), что делает дозиметр устойчивым к высоким температурам. Однако без специальной обработки люминесценция заметно затухает в первоначальный момент. Чтобы избежать этого, необходимо перед измерением дозиметр прогреть.

Пропорциональность световыхода наблюдается лишь при небольших значениях экспозиционной дозы (до 100 Р). Выше этого значения световыход растет несколько быстрее, чем доза, но затем наступает обычный эффект насыщения. Разные исследователи указывают различные практические пределы измерения. Во всяком случае, дозиметр применим в диапазоне дозы $10\text{--}10^4$ Р. Минимальное значение дозы, которое указывается отдельными исследователями, составляет 0,1 Р.

Наибольшее распространение в качестве чувствительных элементов термолюминесцентных дозиметров получили люминофоры LiF , $\text{CaF}_2\text{--Mn}$ и термолюминесцентные стекла.

Разработанные в СССР термолюминесцентные дозиметры на основе алюмофосфатных стекол (метод ИКС) имеют практические пределы измеряемой дозы $2 \times 10^{-4} \div 10^2$ Гр. Энергетическая зависимость чувствительности дозиметров ИКС с компенсирующими «ход с жесткостью» фильтрами составляет $\pm 20\%$ для энергий фотонов выше 35 кэВ.

Разработки в области применения ТЛД направлены на повышение чувствительности, снижение ее энергетической зависимости, уменьшение фединга, автоматизацию процесса измерения. Исследования показывают применимость ТЛД для измерения дозы до 10^{-5} Гр. Фединг, определяемый потерей дозиметрической информации за 1 месяц при комнатной температуре лучшими дозиметрами на основе LiF , укладывается в пределы до 1%, а на основе CaSO_4 – до 10%. Для ИКС фединг в течение месяца не обнаруживается. Один из способов уменьшения фединга – специальная температурная обработка дозиметра, снижающая второстепенные пики в спектре люминесценции. На фединг влияет также технология изготовления люминофора.

Фотолюминесцентные дозиметры обычно применяют в виде люминесцирующих стекол. Их дозиметрические свойства характеризуются следующими показателями: нижний предел измерения 0,5 мГр, энергетическая зависимость чувствительности относительно тканеэквивалентного материала до 10%, область энергий фотонного излучения (с компенсирующим фильтром) 40 кэВ–3 МэВ, фединг примерно 1% за месяц.

В дозиметрии могут быть использованы также детекторы, основанные на явлении экзоэлектронной эмиссии. Кинетика процесса в экзоэлектронных детекторах схожа с кинетикой процесса в ТЛД. Электроны, попавшие под действием ионизирующего излучения в зону проводимости, затем захватываются локальными уровнями в запрещенной зоне (см. рис. 10.6). При дополнительном возбуждении электроны покидают ловушки и попадают снова в зону проводи-

мости. Другими словами, они оказываются свободными с разрешенными значениями энергии, определяемыми шириной зоны проводимости. В этом состоянии часть электронов может обладать энергией, достаточной, чтобы покинуть кристалл. Число вышедших наружу электронов пропорционально числу электронов, первоначально захваченных ловушками, т.е. пропорционально поглощенной в кристалле энергии.

Вышедшие наружу кристалла электроны (так называемые *экзоэлектроны*) обладают малой энергией (до 10 эВ), что накладывает определенные ограничения на возможность их регистрации. При использовании газоразрядных счетчиков для регистрации электронов необходимо детектор помещать непосредственно в чувствительный объем счетчика; для этой цели могут быть также применены электронные умножители.

Эмиссия электронов может быть вызвана или термической, или оптической стимуляцией. Наиболее перспективными представляются дозиметры на основе термостимулированной экзоэлектронной эмиссии.

10.4.6. Дозиметрия с использованием лиолюминесценции

В заключение можно упомянуть о возможности использования в дозиметрии так называемой лиолюминесценции – люминесценции, наблюдающейся в момент растворения некоторых твердых органических соединений. Полностью механизм лиолюминесценции еще не изучен. Причина ее, однако, установлена: в органических соединениях, находящихся в твердом состоянии, под действием излучения возникают химически активные свободные радикалы, которые взаимодействуют между собой и с окружающими молекулами в момент растворения облученного вещества. Результатом взаимодействия является люминесценция, выход которой связан с дозой излучения. Лиолюминесценция органических веществ используется в дозиметрии при аварийном облучении.

11. ФОТОТОГРАФИЧЕСКИЙ И ХИМИЧЕСКИЙ МЕТОДЫ ДОЗИМЕТРИИ ФОТОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

11.1. ФОТОГРАФИЧЕСКИЙ МЕТОД

11.1.1. Фотохимическое действие излучения

Фотографический метод дозиметрии основан на свойстве ионизирующего излучения воздействовать на чувствительный слой фотоматериалов аналогично видимому свету. Для целей дозиметрии обычно используют рентгеновские пленки, представляющие собой чувствительную эмульсию, нанесенную с одной или двух сторон на целлулоидную подложку. Основная составляющая эмульсии – бромистое или хлористое серебро, равномерно распределенное в слое желатины. Под действием ионизирующих частиц в центрах скрытого изображения восстанавливаются атомы металлического серебра. В процессе химического проявления число атомов металлического серебра около центра скрытого изображения увеличивается в $10^{10} \div 10^{12}$ раз, что приводит к почернению фоточувствительного слоя. Галоидное серебро распределено равномерно в виде «зерен» в слое желатины. Те зерна, в которых образовались центры скрытого изображения, практически полностью восстанавливают серебро при проявлении. В процессе закрепления (фиксирования) остатки невосстановленного серебра выводятся из эмульсии, и она становится нечувствительной к действию излучения.

Облученная, проявленная и закрепленная пленка имеет определенную оптическую плотность. Оптической плотностью называется величина

$$s = \lg \left(\frac{I_0}{I} \right), \quad (11.1)$$

где I_0 – интенсивность видимого света, падающего на обработанную пленку; I – интенсивность видимого света, прошедшего через пленку.

Оптическая плотность изменяется от 0 до ∞ . Практически приходится определять оптическую плотность, значение которой не превышает трех единиц. Приборы, предназначенные для определения оптической плотности рентгеновской пленки (денситометры), градуируют в пределах от 0 до 3–4.

Оптическая плотность пленки зависит от экспозиции. Под экспозицией понимают произведение интенсивности воздействующего на пленку излучения на время облучения.

При неизменном спектральном составе излучения экспозиция прямо пропорциональна дозе излучения. Фотохимическое действие фотонного излучения полностью определяется фотохимическим действием электронов, освобожденных фотонами в эмульсии и окружающем ее веществе. Число зерен, экспониру-

ванных непосредственно фотонами, пренебрежимо мало по сравнению с числом зерен, экспонированных электронами.

Приближенная зависимость оптической плотности s от дозы излучения D для фотонного излучения данного спектрального состава имеет следующий вид:

$$s = c_3 b k_0 [1 - \exp(-c_1 c_2 b D)], \quad (11.2)$$

где c_1 – множитель, учитывающий время облучения; c_2 – постоянный множитель; c_3 – множитель, учитывающий долю проявленных зёрен в общем числе зёрен экспонированных; b – площадь сечения зерна; k_0 – число неэкспонированных зёрен эмульсии, приходящееся на 1 см^2 до облучения.

Формула (11.2) получена, исходя из следующих предположений:

- 1) скрытое изображение получается в результате воздействия электронов, освобожденных фотонами;
- 2) для образования скрытого изображения достаточно, чтобы в зерно попал один электрон;
- 3) все зерна эмульсии имеют одинаковую площадь сечения;
- 4) электронный поток не меняется заметным образом по толщине эмульсионного слоя.

При облучении в достаточно малой дозе, когда $c_1 c_2 b D \ll 1$, формула (11.2) преобразуется к виду

$$s \approx c b^2 k_0 D, \quad (11.3)$$

где $c = c_1 c_2 c_3$.

Формула 11.3 показывает, что оптическая плотность пропорциональна дозе и квадрату площади одного зерна.

Реальная зависимость s от D отличается от формулы (11.2). Если для образования скрытого изображения необходимо, чтобы в зерно попало более одной частицы, то будет наблюдаться порог дозы D_n , ниже которого изменение оптической плотности незначительно. Не экспонированная, но проявленная и зафиксированная пленка будет иметь некоторую оптическую плотность s_0 , которая называется вуалью пленки. Обычно свойства пленки принято определять сенситометрической характеристикой, представляющей собой зависимость оптической плотности от логарифма экспозиции (рис. 11.1). На графике FG – область соляризации, которая проявляется в том, что при увеличении экспозиции оптическая плотность уменьшается. Область нормальных экспозиций CE соответствует линейной зависимости s от D и наиболее удобна для дозиметрических целей. Диапазон дозы, в пределах которого оптическая плотность пропорциональна дозе, определяется шириной эмульсии L . Угол θ определяет контрастность пленки: чем больше θ , тем выше контрастность.

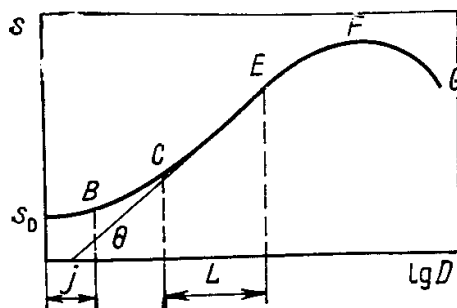


Рис. 11.1. Сенситометрическая характеристика фотографической плёнки: j – инерция; L – ширина эмульсии; BC – область недодержек; CE – область нормальных экспозиций; EF – область передержек; FG – область соляризации

11.1.2. Дозовая чувствительность фотодозиметра

Фотографическое действие фотонного излучения определяется поглощенной в чувствительном слое пленки энергией электронов, поэтому можно провести аналогию между стеночной ионизационной камерой и рентгеновской пленкой. Чувствительный слой можно рассматривать как полость, в которой измеряется реакция на поглощение энергии. В камере такой реакцией является ионизация, в фотослое – почернение. Все, что окружает чувствительный слой пленки, образует «стенку полости». Следует различать два крайних случая: пробег электронов R значительно меньше толщины эмульсионного слоя h и пробег электронов R значительно больше h . В первом случае фотографический эффект обусловлен в основном теми электронами, которые высвободились в результате взаимодействия фотонов с веществом эмульсии, а электронами, попавшими из окружающей среды, можно пренебречь. Во втором случае, напротив, можно пренебречь электронами, освобожденными из эмульсии.

В первом случае, когда $R \ll h$, при постоянном энергетическом спектре фотонов чувствительность плёнки по дозе определяется следующим выражением:

$$\frac{s}{D} = A \frac{\mu_{kmZ}}{\mu_{kmB}}, \quad (11.4)$$

где A – множитель, не зависящий от энергии фотонов; μ_{kmZ} – массовый коэффициент передачи энергии в веществе эмульсии; μ_{kmB} – массовый коэффициент передачи энергии в воздухе.

Соотношение (11.4) определяет энергетическую зависимость чувствительности пленочного дозиметра для случая $R \ll h$. Если бы материал эмульсии был воздухоэквивалентен по эффективному атомному номеру, то отношение μ_{kmZ}/μ_{kmB} было бы постоянным и чувствительность не зависела бы от энергии излучения. В действительности эмульсия и воздух имеют существенно различные эффективные атомные номера, и рентгеновская пленка обладает заметной энергетической зависимостью чувствительности, особенно в области низких энергий. Типичная зависимость дозовой чувствительности пленки для случая $R \ll h$ показана на рис. 11.2.

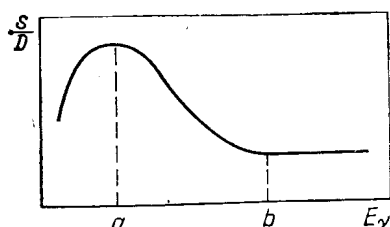


Рис.11.2. Зависимость дозовой чувствительности фотоплёнки от энергии рентгеновского и гамма-излучения

Если же пробег электронов значительно больше толщины эмульсии ($R \gg h$), то число зёрен, подвергнутых действию фотонного излучения неизменного спектрального состава, пропорционально числу электронов, попавших в эмульсию извне, и толщине эмульсии. Чувствительность плёнки по дозе в этом случае определяется следующим выражением:

$$\frac{s}{D} = B \frac{\mu_{kmCT}}{\mu_{kmB}}, \quad (11.5)$$

где B – коэффициент, не зависящий от энергии фотонов; μ_{kmCT} – массовый коэффициент передачи энергии в материале стенки, окружающей плёнку.

Если оба эффекта сравнимы между собой, то

$$\frac{s}{D} = \frac{Ah \frac{\mu_{kmZ}}{\mu_{kmB}} + BR \frac{\mu_{kmCT}}{\mu_{kmB}}}{R + h}. \quad (11.6)$$

Формулы (11.4)÷(11.6) правильно характеризуют зависимость чувствительности пленки от энергии фотонов при неизменном составе эмульсии. Однако представления, на основе которых выведены эти формулы, недостаточны для абсолютного вычисления чувствительности и определения зависимости чувствительности от структуры эмульсии. Для получения более полной картины необходимо применить теорию Брэгга – Грея не к эмульсионному слою в целом, а к отдельным зернам.

11.1.3. Компенсация энергетической зависимости чувствительности фотоэмульсионного дозиметра

Энергетическую зависимость чувствительности можно существенно уменьшить с помощью компенсирующих фильтров. Пусть пленка в разных местах экспонируется моноэнергетическими пучками фотонов с энергиями E_{v1} и E_{v2} . Экспозиционная доза излучения для каждого пучка одинакова и равна X . Будем рассматривать область низких энергий, где $R \ll h$ (интервал энергий ab , см. рис. 11.2). Именно этот случай наиболее важен в дозиметрической практике. Пусть далее $E_{v1} < E_{v2}$, тогда в соответствии с рис. 11.2 оптическая плотность почернения плёнки в месте действия излучения E_{v1} , s_1 будет больше, чем оптическая плотность почернения плёнки в месте действия излучения E_{v2} , s_2 : $s_1 > s_2$. Если на пути пучка фотонов между источником и эмульсией поместить пластину поглощающего материала (например, свинца), интенсивность излучения, действующего на пленку, уменьшится, причем интенсивность излучения с

энергией $E_{\gamma 1}$ уменьшится в большей степени, чем с энергией $E_{\gamma 2}$. Это несколько уменьшит разницу между s_1 и s_2 . Подбирая соответствующую толщину поглотителя, можно получить $S_1 = S_2$.

Между тяжелым поглотителем и пленкой следует поместить слой лёгкого материала (например, алюминия), который задерживал бы характеристическое и электронное излучение свинца. Компенсацию легко осуществить для двух энергий фотонов. Однако реально приходится иметь дело с фотонами различных энергий, и энергетическую зависимость чувствительности скомпенсировать труднее, так как для каждой энергии фотонов требуется определенной толщины комбинированный фильтр. Теоретически можно оценить оптимальную толщину фильтра, при которой в заданном диапазоне энергий энергетическая зависимость чувствительности будет минимальной.

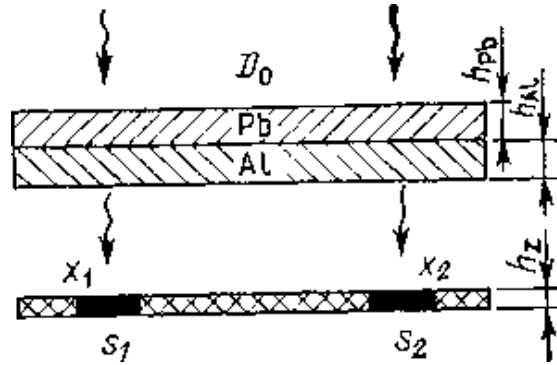


Рис. 11.3. Комбинированный фильтр для компенсации энергетической зависимости чувствительности фотодозиметра

Пусть комбинированный фильтр состоит из алюминия толщиной h_{Al} и свинца толщиной h_{Pb} (рис. 11.3). X_1 – экспозиционная доза излучения с энергией $E_{\gamma 1}$, после фильтра около эмульсии; X_2 – соответственно для излучения с энергией $E_{\gamma 2}$. Тогда

$$s_1 = A \frac{\mu_{kmZ1}}{\mu_{kmB1}} X_1, \quad s_2 = A \frac{\mu_{kmZ2}}{\mu_{kmB2}} X_2, \quad (11.7)$$

где μ_{kmZ1} и μ_{kmZ2} – массовые коэффициенты передачи энергии в веществе эмульсии соответственно для $E_{\gamma 1}$ и $E_{\gamma 2}$; μ_{kmB1} и μ_{kmB2} – коэффициенты передачи энергии в воздухе. Из уравнений (11.7) следует

$$\frac{s_1}{s_2} = \frac{\mu_{kmZ1}}{\mu_{kmB1}} \frac{\mu_{kmB2}}{\mu_{kmZ2}} \frac{X_1}{X_2}. \quad (11.8)$$

Пусть μ_{Pb1} и μ_{Pb2} , μ_{Al1} и μ_{Al2} – коэффициенты ослабления в свинце и алюминии соответственно для $E_{\gamma 1}$ и $E_{\gamma 2}$. Тогда

$$\begin{aligned} X_1 &= X_0 \exp[-(\mu_{Pb1} h_{Pb} + \mu_{Al1} h_{Al})]; \\ X_2 &= X_0 \exp[-(\mu_{Pb2} h_{Pb} + \mu_{Al2} h_{Al})] \end{aligned} \quad (11.9)$$

Подставляя X_1 и X_2 в уравнение (11.7) и учитывая, что условием компенсации является $s_1/s_2 = 1$, получаем

$$1 = \frac{\mu_{kmZ1}}{\mu_{kmB1}} \frac{\mu_{kmB2}}{\mu_{kmZ2}} \exp[-(\mu_{Pb1} h_{Pb} + \mu_{Al1} h_{Al})] \exp[-(\mu_{Pb2} h_{Pb} + \mu_{Al2} h_{Al})]. \quad (11.10)$$

Зафиксировав значения $E_{\gamma1}$ и h_{Al1} , из равенства (11.10) можно найти такую толщину свинца h_{Pb} для разных значений $E_{\gamma2}$, при которой компенсируется энергетическая зависимость чувствительности. Эта толщина будет неодинаковой для разных значений $E_{\gamma2}$, и можно построить график, типичный вид которого показан на рис. 11.4. Построив такую зависимость для разных значений толщины h_{Al} , можно выбрать такое сочетание значений h_{Al} и h_{Pb} , при котором энергетическая зависимость чувствительности будет минимальной в данном диапазоне энергий фотонов.

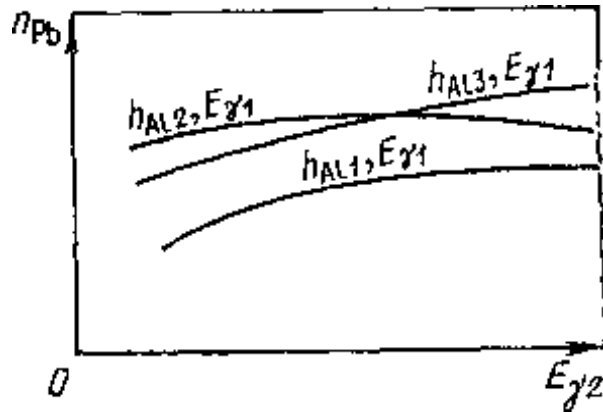


Рис. 11.4. Типичный вид кривых для нахождения толщины компенсирующего фильтра

Для фильтра, состоящего из свинца и алюминия, наилучшие результаты получаются, если $h_{Pb} = 0,75 \div 0,8$ мм, $h_{Al} = 0,5$ мм. Для энергий фотонов свыше 100 кэВ погрешность определения дозы из-за неполной компенсации энергетической зависимости чувствительности при наличии фильтра не превышает 20%.

Компенсирующие фильтры применяют в индивидуальном фотоконтроле. Индивидуальный фотоконтроль (ИФК) – это система контроля дозы излучения, получаемой отдельными лицами, основанная на фотографическом методе дозиметрии. ИФК – наиболее распространенный метод дозиметрии. Каждому работнику выдается кассета со специальными сортами пленок для постоянного ношения. Через определенный срок пленки фотографически обрабатывают и по оптической плотности определяют индивидуальную дозу, полученную за контрольный срок.

Достоинства метода ИФК – в его документальности (экспонированные и обработанные пленки можно хранить), простоте обращения и дешевизне. Недостатки метода – его невысокая чувствительность, длительный цикл обработки пленки и невозможность повторного использования. Вследствие малой чувствительности метода кассеты приходится носить в течение нескольких дней (обычно их выдают на неделю).

Погрешность определения экспозиционной дозы может превышать 30%. На оптическую плотность почернения пленки помимо дозы излучения влияют сорт пленки, состав и температура проявителя, длительность проявления. Точ-

но внести поправки на условия обработки пленки нельзя, поэтому все пленки, относящиеся к одной серии измерений, должны обрабатываться одновременно.

Кроме рабочих пленок, выдаваемых в кассетах для ношения, имеются контрольные и градуировочные пленки. Контрольные пленки служат для определения фона (вуали), а градуировочные – для построения градуировочной кривой.

Градуировочная кривая – зависимость оптической плотности от дозы – строится экспериментально для каждой партии пленок по облучению в известной дозе. С помощью градуировочной кривой по оптической плотности рабочих пленок находят индивидуальную дозу. При использовании фотометода в аварийных случаях следует иметь в виду возможную соляризацию пленки при облучении в большой дозе. Для надежности контроля метод ИФК следует дублировать другими методами индивидуальной дозиметрии.

Рассмотрим зависимость чувствительности фотодозиметра от угла падения фотонов. Пусть F_γ – число фотонов, падающих на 1 см^2 поверхности пленки при нормальном направлении излучения. Толщина эмульсии h всегда намного меньше среднего свободного пробега фотонов, поэтому сама эмульсия не исказит заметно поля излучения. Вероятность взаимодействия фотона с веществом эмульсии, приводящего к вылету электрона, пропорциональна пути, пройденному фотоном в эмульсии. Следовательно, при перпендикулярном падении оптическая плотность $s_1 \sim F_\gamma h$. При падении фотонов под углом θ путь, проходимый ими в эмульсии, равен $h/\cos\theta$, а число фотонов, падающих на 1 см^2 поверхности, $F_\gamma \cos\theta$. Отсюда оптическая плотность при падении под углом θ

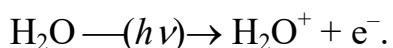
$$s_2 \approx \frac{h}{\cos\theta} F_\gamma \cos\theta = F_\gamma h. \quad (11.11)$$

Это значит, что пленка малочувствительна к направлению распространения излучения. Однако наличие поглощающих материалов, окружающих пленку (кассета с фильтрами), может заметно снизить чувствительность при косом падении фотонов, особенно низких энергий.

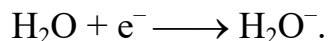
11.2. ХИМИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ДОЗИМЕТРИИ

11.2.1. Радиационно-химические превращения

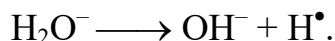
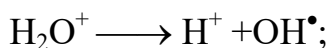
Химический метод дозиметрии основан на измерении выхода радиационно-химических реакций, протекающих под действием ионизирующих излучений. Принцип метода можно понять на примере жидкой химической системы, основным компонентом которой является вода. Как было показано в подразделе 3.4. «Механизм биологического действия ионизирующего излучения», под действием ионизирующих частиц от молекулы воды отрывается электрон и образуется катион по схеме



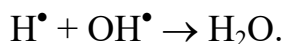
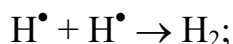
Освободившийся электрон захватывается нейтральной молекулой воды, и образуется анион:



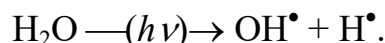
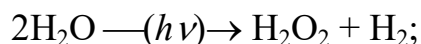
Молекулярные ионы H_2O^+ и H_2O^- неустойчивы и самопроизвольно распадаются:



В результате образуются химически активные свободные радикалы $\text{H}^\bullet$ и $\text{OH}^\bullet$, которые оказывают определенное воздействие на растворенные в воде вещества. Чем больше плотность ионизации, тем выше концентрация свободных радикалов вдоль пути ионизирующей частицы. Свободные радикалы перемещаются из мест своего образования в результате диффузии, стремясь равномерно распределиться по всему облучаемому объему. Часть из них, однако, реагирует друг с другом:



Те свободные радикалы, которые избежали рекомбинации, в дальнейшем реагируют с растворенным веществом. Итак, под действием излучения в воде одновременно идут по крайней мере две реакции:



Такова упрощенная схема действия излучения на воду. В действительности процессы, происходящие в воде в результате облучения, разнообразнее и сложнее. Конечный результат воздействия излучения определяется химическими реакциями, протекающими в присутствии свободных радикалов. Количественно результат воздействия излучения оценивается по радиационно-химическому выходу. *Под выходом реакции понимают число характерных превращений на 100 эВ поглощенной энергии* (число вновь образованных атомов, ионов и т.п.). Если выход не зависит от скорости поглощения энергии и суммарной поглощенной энергии, такую систему можно использовать для определения поглощенной дозы.

Радиационно-химические превращения могут происходить не только в водных растворах, но и в других жидких или твердых химических системах. Из жидких химических дозиметров наиболее широко применяются ферросульфатный и цериевый.

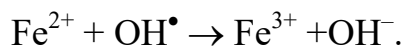
11.2.2. Жидкие дозиметрические системы

11.2.2.1. Ферросульфатный дозиметр

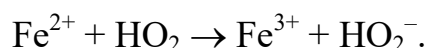
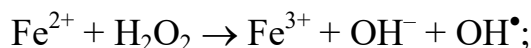
Раствор соли FeSO_4 в разбавленной серной кислоте H_2SO_4 – наиболее распространенная химическая система, применяемая для дозиметрии ионизи-

рующих излучений; она основана на свойстве ионов двухвалентного железа Fe^{2+} окисляться под действием излучения до трехвалентного Fe^{3+} .

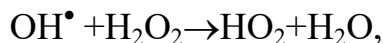
В необлученном растворе в результате электролитической диссоциации присутствуют ионы двухвалентного железа Fe^{2+} . Под действием ионизирующих излучений происходит радиационно-химическое разложение воды с образованием свободных радикалов $\text{H}^\bullet$ и $\text{OH}^\bullet$. Радикалы $\text{OH}^\bullet$ активно участвуют в окислении ионов двухвалентного железа до трехвалентного по реакции



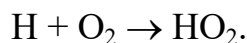
Возможны другие реакции окисления:



Группа HO_2 образуется либо в реакции между радикалом $\text{OH}^\bullet$ и пероксидом водорода



либо в результате непосредственного соединения атомарного водорода и молекулярного кислорода



Число образовавшихся в результате облучения и завершения всех реакций ионов трехвалентного железа Fe^{3+} и служит мерой поглощенной энергии. В качестве стандартного ферросульфатного дозиметра принимают следующий состав: 2 г $\text{FeSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$, 3 г NaCl , 110 см³ концентрированной H_2SO_4 , растворенные в дистиллированной воде, на 5 л дозиметрического раствора. Раствор разливают в прозрачные ампулы, которые затем помещают в поле излучения для определения дозы. Появление ионов трехвалентного железа характеризуется изменением оптической плотности раствора. Максимум поглощения в спектре видимого света приходится на длину волны 305 нм.

Энергия ΔE , поглощенная в системе в результате облучения, определяется соотношением

$$\Delta E = M(s_{\text{обл}} - s_{\text{чист}}), \quad (11.12)$$

где $s_{\text{обл}}$ и $s_{\text{чист}}$ – оптическая плотность облученного и необлученного растворов; M – постоянный коэффициент, зависящий от свойств дозиметра и условий облучения.

Обычно оптическую плотность определяют по отношению к участку спектра длиной волны 305 нм с помощью специальных спектрофотометров. Спектрофотометр измеряет отношение интенсивности падающего и прошедшего через раствор света. Пусть I_0 и I – соответственно интенсивность падающего света и света, прошедшего через облученный раствор, а I'_0 и I' – соответствующие интенсивности света для необлученного раствора; тогда

$$s_{\text{обл}} - s_{\text{чист}} = \lg \left(\frac{I'_0 I'}{I_0 I} \right) = \varepsilon Cl, \quad (11.13)$$

где l – толщина слоя раствора, см; C – концентрация ионов трехвалентного железа, моль/л; ε – коэффициент экстинкции, зависящий от температуры и равный 2174 л/(моль·см) для 24 °С. Величина ε имеет такое значение при определении концентрации ионов Fe^{3+} по поглощению света с длиной волны 305 нм.

Измеряя оптическую плотность s , можно определить концентрацию ионов C . Зная концентрацию образованных ионов и радиационно-химический выход, легко определить поглощенную дозу излучения в растворе. При неизменной интенсивности падающего света $I_0 = I_0'$. Тогда поглощенная энергия равна

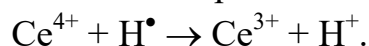
$$\Delta E = M \lg \frac{I'}{I}. \quad (11.14)$$

Коэффициент M включает в себя величину радиационно-химического выхода для данной системы.

Для стандартного ферросульфатного дозиметра радиационный выход по отношению к выходу ионов трехвалентного железа можно принять $G = 15,6 \pm 0,5$ на 100 эВ поглощенной энергии при насыщении раствора кислородом. Основным компонентом ферросульфатного дозиметра является вода, и эффективный атомный номер по поглощению фотонного излучения для раствора близок к эффективному атомному номеру воды, а следовательно, и к живой ткани. Дозиметр практически не имеет энергетической зависимости чувствительности в диапазоне энергий 100 кэВ – 2 МэВ. Ферросульфатный дозиметр пригоден для измерения дозы излучения от 20 до 400 Гр. При больших значениях дозы наблюдается уменьшение выхода вследствие уменьшения в растворе кислорода. Выход дозиметра остается постоянным при значении мощности дозы до нескольких Гр/с. Верхний предел по мощности дозы лежит, по-видимому, выше 10^3 Гр/с. Ферросульфатный дозиметр чувствителен к органическим примесям, требует насыщения кислородом и применения химически чистых веществ

11.2.2.2. Цериевый дозиметр

В дозиметре этого типа используют раствор сернокислого церия в 0,8 н. растворе H_2SO_4 . В отличие от предыдущей системы здесь ионы четырехвалентного церия восстанавливаются до ионов трехвалентного церия по реакции



Максимум поглощения света трехвалентным церием происходит при длине волны 320 нм. Выход дозиметра $G = 2,54$ и не зависит от концентрации ионов четырехвалентного церия в пределах от $3,2 \times 10^{-5}$ до $3,2 \times 10^{-2}$ моль/л.

Дозиметр нечувствителен к содержанию кислорода. Будучи менее чувствительным, цериевый дозиметр измеряет большую дозу, чем ферросульфатный. Он пригоден для измерения дозы порядка 10^4 Гр. Его верхний предел по мощности дозы также выше, чем у ферросульфатного дозиметра.

11.2.3. Другие виды химических дозиметров

Известно значительное число различных веществ, изменяющих свою окраску в результате окислительных или восстановительных реакций. Например, водный раствор метиленового голубого обесцвечивается под действием как окислительных продуктов разложения воды (радикалы $\text{OH}^\bullet$), так и восстановительных продуктов (радикал $\text{H}^\bullet$). При одновременном действии тех или других продуктов обесцвечивание оказывается незначительным. Выход реакции существенно повышается, если в растворе присутствуют вещества, являющиеся хорошими акцепторами радикала $\text{OH}^\bullet$ или $\text{H}^\bullet$. Кислород – хороший акцептор радикала $\text{H}^\bullet$, а такие вещества, как гидрохинон, глюкоза, глицерин, являются акцепторами радикала $\text{OH}^\bullet$. Лишая раствор молекулярного кислорода или, наоборот, насыщая его кислородом, добавляя те или иные вещества, можно получить обратимую или необратимую реакцию на воздействие излучения. Изменение окраски метиленового голубого пропорционально поглощенной в растворе энергии, и это позволяет использовать его для дозиметрических целей.

Если краситель растворить в горячей воде и добавить в него около 10% желатины, то после охлаждения получится гель – студенистое вещество, сохраняющее свою форму. Под действием ионизирующего излучения в таком растворе идет восстановительная реакция, приводящая к изменению окраски. Изменение плотности окраски в каждом элементе объема внутри геля связано с поглощенной дозой излучения в этом же элементе объема. Разрезая гель на части и исследуя степень обесцвечивания каждой части, можно получить пространственное распространение поглощенной дозы.

Для дозиметрических целей успешно используются тонкие поливинилхлоридные пленки, в состав которых входит краситель. Поливинилхлорид имеет формулу $(\text{CH}_2=\text{CHCl})_x$. Под действием ионизирующих излучений выделяется HCl , которая действует на краситель и изменяет цвет пленки. При добавлении метиленового голубого цвет пленки с увеличением дозы изменяется от первоначального фиолетового до голубого и далее желто-оранжевого.

Толщина пленок может составлять сотые доли миллиметра; при такой толщине пленочный дозиметр не искажает поля излучения и практически не имеет угловой зависимости. Пленочные химические дозиметры эффективны для измерений большой дозы – от 5×10^3 до 10^5 Гр.

Разновидностью химических дозиметров, важных в практическом отношении, являются обычные прозрачные стекла. Прозрачное стекло под действием ионизирующих излучений темнеет, и оптическая плотность в некотором интервале дозы пропорциональна поглощенной энергии. Для дозиметрических целей используют небольшие кусочки специальных сортов стекла толщиной несколько миллиметров. Стекланные дозиметры обладают следующими особенностями. Потемнение сильнее сказывается для более коротковолнового участка видимого света. Потемнение облученного стекла уменьшается с течением времени хранения и тем сильнее, чем выше температура хранения. Прогрев стекла при температуре $100 \div 150$ °C сразу же после облучения стабилизирует плотность потемнения, хотя и уменьшает ее величину. Прогрев стекла при

температуре 400÷500 °С приводит к полному его просветлению, и его можно использовать повторно для дозиметрии.

Стеклянные дозиметры можно использовать до дозы 10^3 Гр.

Они имеют значительную энергетическую зависимость чувствительности в области низких энергий фотонов, если не принять специальных мер для ее компенсации.

Такие органические материалы, как ткань одежды, бумага, волосы, ногти и т.п., способны накапливать и сохранять в течение длительного времени свободные радикалы, образованные в результате воздействия ионизирующего излучения. Концентрация свободных радикалов пропорциональна поглощенной дозе излучения. Это обстоятельство используют для дозиметрии при аварийном облучении. В качестве дозиметрических детекторов в этом случае выступают упомянутые носители свободных радикалов. Это своеобразная дозиметрия без дозиметров – разновидность химической дозиметрии – может оказаться незаменимой в случаях непланируемого облучения.

Для определения концентрации свободных радикалов в органических веществах хорошо зарекомендовал себя метод, основанный на явлении *электронного парамагнитного резонанса* (ЭПР-метод).

Различают диамагнитные и парамагнитные вещества. Диамагнитные вещества сами по себе не обладают магнитными свойствами, поскольку у них магнитные поля, индуцируемые отдельными электронами в атомах, взаимно скомпенсированы, и атомы оказываются магнитно нейтральными. Внешнее магнитное поле индуцирует в атомах электрические токи, которые создают магнитный поток; при этом индуцированное в диамагнитном веществе магнитное поле ослабляет его внешнее магнитное поле. В парамагнитных веществах нет полной взаимной компенсации магнитных потоков, связанных с отдельными электронами, и атомы оказываются элементарными магнитами. Внешнее магнитное поле в этом случае упорядочивает направление элементарных магнитных потоков таким образом, что они это поле усиливают. В этом состоянии парамагнитное вещество избирательно поглощает энергию переменного электромагнитного поля в зависимости от частоты. Таким образом проявляется резонансное поглощение, которое и получило название парамагнитного резонанса (ЭПР). Из сказанного ясно, что для наблюдения ЭПР необходимо в постоянное магнитное поле поместить парамагнитное вещество и воздействовать на него переменным электромагнитным полем.

ЭПР связан с изменением ориентации электронных спиновых моментов содержащихся в веществе парамагнитных частиц. Такими частицами, в частности, являются свободные радикалы. Свободные радикалы возникают как продукты взаимодействия ионизирующего излучения с живой тканью. Поэтому концентрация радиационно-индуцированных свободных радикалов в органическом веществе адекватно характеризует поглощенную живой тканью дозу ионизирующего излучения. ЭПР по существу представляет собой средство определения концентрации свободных радикалов в веществе. При наложении постоянного магнитного поля основной энергетический уровень парамагнитных частиц расщепляется на подуровни из-за возможной различной ориентации магнитного момента по отношению к магнитному полю (эффект Зеемана). В

состоянии теплового равновесия совокупности парамагнитных частиц нижние уровни оказываются несколько сильнее заселенными, чем верхние, и вещество способно поглощать энергию переменного электромагнитного поля.

Расщепление уровня энергии в постоянном магнитном поле H квантовано и определяется выражением

$$W = gn\mu_B H, \quad (11.15)$$

где μ_B – магнетон Бора; g – множитель Ланде (фактор магнитного расщепления); $n=j, j-1, j-2, \dots, 1, 0, -1, \dots, -j+2, \dots, -j+1, -j$; j – квантовое число, определяющее полный момент количества движения парамагнитной частицы.

Для частиц со спином $1/2$ расщепленные уровни энергии соответствуют двум ориентациям спина: по полю и против поля. Условием резонансного поглощения переменного электромагнитного поля частотой ν будет

$$h\nu = g\mu_B H, \quad (11.16)$$

где h – постоянная Планка.

Из формулы видно, что резонансное поглощение можно обеспечить, меняя либо напряженность постоянного магнитного поля H , либо частоту переменного электромагнитного поля ν . Обычно изменяют H , оставляя постоянным ν . Величина резонансного поглощения электромагнитного поля веществом, содержащим свободные радикалы, является мерой их концентрации, которая в свою очередь связана с поглощенной дозой ионизирующего излучения. На этом и основана ЭПР-дозиметрия.

Поглощенная в условиях резонанса мощность переменного электромагнитного поля пропорциональна отношению N/T , где N – концентрация свободных радикалов, а T – температура вещества, при которой измеряют ЭПР-сигнал. Такая закономерность открывает уникальную возможность изменять чувствительность метода простым изменением температуры вещества, выступающего в качестве чувствительного элемента дозиметрического детектора. При этом имеет значение лишь температура в процессе измерения независимо от температуры, при которой детектор находился под действием ионизирующего излучения. Таким образом удастся перекрыть диапазон измеряемых доз в 5 порядков от 1 до 10^5 Гр.

Для определения концентрации свободных радикалов в твердых органических веществах в дозиметрических целях используется также явление люминесценции (см. подраздел 10.4.).

12. ДОЗИМЕТРИЯ НЕЙТРОНОВ

12.1. ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЭНЕРГИИ НЕЙТРОНОВ В ВЕЩЕСТВЕ

Процессы взаимодействия нейтронов с веществом определяются как энергией нейтронов, так и атомным составом поглощающей среды. Хотя единой общепринятой классификации нейтронов по энергии не существует, принято различать следующие группы нейтронов:

ультрахолодные нейтроны – нейтроны с энергией менее 10^{-7} эВ;

холодные нейтроны – нейтроны с энергией менее 5×10^{-3} эВ;

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

надтепловые нейтроны – нейтроны, наименьшее значение энергии которых при нормальной температуре окружающей среды находится в интервале 0,1–0,2 эВ и увеличивается с повышением температуры;

промежуточные нейтроны – нейтроны от энергетической границы надтепловых нейтронов до 200 кэВ;

быстрые нейтроны – нейтроны с энергиями от 200 кэВ до 20 МэВ;

сверхбыстрые нейтроны – нейтроны с энергией более 20 МэВ;

подкадмиевые нейтроны – нейтроны с энергией менее эффективной граничной энергии для кадмия, используемого для экранирования от тепловых нейтронов;

надкадмиевые нейтроны – нейтроны с энергией более эффективной энергии для кадмия, используемого для экранирования от тепловых нейтронов;

нейтроны переходной области – в энергетическом интервале от нижней энергетической границы надтепловых нейтронов до границы, выше которой начинается энергетическое распределение плотности потока нейтронов по закону Ферми.

В данном курсе мы ограничиваемся рассмотрением нейтронов с энергиями от тепловых до 20 МэВ.

Для дальнейшего рассмотрения удобно объединить нейтроны переходной области и тепловые нейтроны в одну группу; эти нейтроны назовем *медленными*. Преобразование энергии нейтронов происходит в элементарных актах взаимодействия с ядрами атомов поглощающего вещества. При взаимодействии нейтронов с ядрами наблюдаются 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 γ -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

$$E_{я\partial} = \frac{4mM}{(m+M)^2} E_0 \cos^2 \theta, \quad (12.1)$$

где M – масса ядра; m – масса нейтрона; θ – угол между первоначальным направлением нейтрона и направлением движения ядра отдачи в лабораторной системе координат; E_0 – начальная энергия нейтрона. Средняя энергия, передаваемая нейтронами ядрам отдачи при упругом рассеянии, равна:

$$\bar{E} = \frac{2mM}{(m+M)^2} E_0 = \frac{2 \frac{M}{m}}{\left(1 + \frac{M}{m}\right)^2} E_0 = \frac{2A_i}{(1+A_i)^2} E_0, \quad (12.2)$$

где $A_i = M/m$ – относительная атомная масса ядер типа i , на которых происходит рассеяние.

Из формул (12.1) и (12.2) 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. Можно указать такую энергию нейтронов E_{cp} , ниже и выше которой в спектре будет равное число нейтронов. Приближенное выражение для этой энергии имеет вид

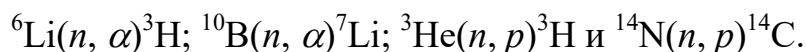
$$E_{cp} \approx E_0 e^{n\gamma}, \quad (12.3)$$

где n – число столкновений нейтрона с ядрами среды; а γ определяется выражением

$$\gamma = 1 - \left[\frac{(A-1)^2}{2A} \right] \ln \left(\frac{A+1}{A-1} \right), \quad (12.4)$$

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

В процессе расщепления с вылетом заряженных частиц нейтрон захватывается ядром и испускаются заряженные частицы, такие, как α , p , d и т.п. Такой процесс наиболее вероятен для быстрых нейтронов, взаимодействующих с легкими ядрами. Для медленных нейтронов расщепление с вылетом заряженных частиц маловероятно, за исключением четырех случаев:



Радиационный захват и ядерные превращения с вылетом заряженных частиц приводят к тому, что энергия взаимодействующего нейтрона полностью преобразуется в энергию вторичного излучения. В процессе рассеяния (упругого и неупругого) только часть энергии первичного нейтрона преобразуется в энергию вторичного излучения.

Заряженные частицы и ядра отдачи, образующиеся при взаимодействии нейтронов, легко поглощаются средой. Образующиеся при радиационном захвате γ -кванты, напротив, легко проникают через вещество и могут выйти из поглощающей среды без существенного ослабления. Рассеянные нейтроны в зависимости от условий облучения также могут выйти из ограниченной области поглотителя, не полностью растратив свою энергию.

12.2. ФОРМИРОВАНИЕ ДОЗЫ НЕЙТРОНОВ В ЖИВОЙ ТКАНИ

12.2.1. Химический состав живой биологической ткани

Тканевая доза нейтронов обусловлена поглощенной энергией вторичного излучения, возникающего при взаимодействии нейтронов с тканью организма. Значимость тех или иных процессов взаимодействия нейтронов определяется составом ткани. Примерный химический состав ткани организма приведен в табл. 12.1. Приблизенно химический состав мягкой живой ткани можно определить формулой воображаемой тканевой «молекулы» ($\text{C}_5\text{H}_{40}\text{O}_{18}\text{N}$).

Для живой ткани характерно, что она состоит в основном из легких элементов. Самый легкий элемент – водород – по числу атомов занимает первое место среди всех элементов ткани. Преобладание того или иного из перечисленных ранее процессов взаимодействия нейтронов с веществом определенного химического состава полностью определяется энергией нейтронов. Из указанных процессов взаимодействия деление тяжелых ядер под действием нейтронов не характерно для ткани и может наблюдаться лишь при наличии инкорпорированных делящихся веществ, таких, как уран, торий, плутоний и т.п. Остальные процессы могут происходить при взаимодействии нейтронов с тканью, хотя роль их будет различной в зависимости от энергии нейтронов.

Таблица 12.1. Химический состав живой биологической ткани

Элемент	Масса, %	Концентрация атомов, см^{-3}	Элемент	Масса, %	Концентрация атомов, см^{-3}
Водород	10,0	$6,02 \times 10^{22}$	Фосфор	1,0	$1,94 \times 10^{20}$
Углерод	18,0	$9,05 \times 10^{21}$	Кальций	1,5	$2,26 \times 10^{20}$
Азот	3,0	$1,28 \times 10^{21}$	Другие элементы	1,5	$\sim 2,0 \times 10^{20}$
Кислород	65,0	$2,45 \times 10^{22}$			

Рассмотрим поглощенную в ткани дозу нейтронов различных энергетических групп.

12.2.2. Холодные нейтроны

В современном понимании холодные нейтроны подразделяются на ультрахолодные (нейтроны с энергией менее 10^{-7} эВ), очень холодные (от 10^{-7} до 10^{-4} эВ) и собственно холодные ($10^{-4} \leq E \leq 0,025$ эВ). Такие нейтроны отличаются аномально большой проникающей способностью при прохождении через поликристаллические вещества.

12.2.3. Тепловые нейтроны (0,025–0,1 эВ)

Рассеяние приводит к быстрому замедлению нейтронов до тепловых энергий. Тепловые нейтроны, которые образовались в результате замедления более высокоэнергетических нейтронов или попали в ткань извне, захватываются ядрами элементов ткани с образованием новых изотопов. Из всех реакций, протекающих при взаимодействии тепловых нейтронов с элементами ткани, наибольшее значение имеют две: радиационный захват ядрами водорода ^1H (n, γ) ^2H и уже упомянутая реакция ^{14}N (n, p) ^{14}C , вероятность которой для тепловых нейтронов значительно выше, чем для нейтронов высоких энергий. Возникающие при радиационном захвате γ -кванты с энергией 2,23 МэВ, взаимодействуя с тканью, дают существенный вклад в дозу. Распределение дозы, обусловленной γ -квантами, по глубине ткани определяется пространственным распределением тепловых нейтронов и характером взаимодействия γ -излучения с тканью организма. Многократное рассеяние γ -квантов усложняет теоретический расчет распределения дозы, который можно сделать лишь приближенно. В реакции на азоте образуются протоны с энергией 0,62 МэВ и радиоактивный углерод ^{14}C . Протоны имеют в ткани малый пробег и практически поглощаются в месте своего возникновения. Распределение тканевой дозы, обусловленной протонами, однозначно определяется распределением тепловых нейтронов. Радиоактивный углерод ^{14}C распадается с вылетом β -частиц, обладающих средней энергией 0,05 МэВ. Вклад в дозу вследствие распада ^{14}C пренебрежимо мал.

Помимо указанных основных реакций, характерных для взаимодействия тепловых нейтронов с ядрами азота и водорода, идут реакции и на других элементах, входящих в состав ткани. Среди них можно назвать радиационный захват ^{14}N (n, γ) ^{15}N , сопровождающийся испусканием γ -квантов с энергией около 0,73 МэВ, реакцию ^{31}P (n, γ) ^{32}P и др. Эти дополнительные реакции могут несколько увеличить дозу в тех тканях организма, где имеется повышенное содержание элемента, на ядрах которого возможна реакция захвата нейтрона. Так, реакция на фосфоре увеличивает дозу в костной ткани. В целом дополнительные реакции незначительно увеличивают дозу, обусловленную основными реакциями на водороде и азоте. Весьма незначительную роль играют также радионуклиды, образующиеся в ткани под действием нейтронов.

Как уже отмечалось, основной процесс взаимодействия медленных нейтронов с тканью – упругое рассеяние, однако решающее значение в биоло-

гическом действии нейтронов этой группы приписывается вторичному излучению, возникающему в реакциях захвата тепловых нейтронов. Такое положение справедливо, если полагать, что биологический эффект обусловлен ионизацией ткани. Возникающие при упругом взаимодействии медленных нейтронов ядра отдачи тратят свою энергию на возбуждение и расщепление молекул – процессы, биологический эффект которых недостаточно изучен.

Что касается поглощенной энергии, которая определяет дозу, она характеризуется следующими цифрами. Среднее число столкновений, необходимое для замедления в ткани нейтронов с энергией 1 кэВ до тепловой энергии, можно принять равным 15. Макроскопическое сечение рассеяния в ткани равно $1,45 \text{ см}^{-1}$. Следовательно, в процессе замедления единичного потока нейтронов в результате упругого рассеяния теряется энергия $1 \times 10^{-3} \text{ МэВ}$ на 1 г ткани (плотность ткани принята равной 1 г/см^3). Оценка дозы единичного потока тепловых нейтронов дает на поверхности объекта значение $2,6 \times 10^{-2} \text{ МэВ/г}$, или около $4 \times 10^{-12} \text{ Гр}$. Каждый медленный нейтрон может стать в ткани тепловым, поэтому из сравнения данных видно, что основная доля поглощенной энергии медленных нейтронов приходится на вторичное излучение, возникающее в процессе захвата тепловых нейтронов.

Распределение поглощенной энергии между γ -излучением и протонами, образующимися в реакции на азоте, таково, что доза, обусловленная γ -излучением, примерно в 20 раз больше дозы, вызванной протонами.

12.2.3. Надтепловые нейтроны (от 0,1 эВ до 0,5 кэВ)

Надтепловые нейтроны обладают энергией от 0,1 эВ до 0,5 кэВ. Для отделения тепловых нейтронов от надтепловых их пропускают через кадмий, который поглощает нейтроны с энергией менее 0,5 эВ. Нейтроны, прошедшие через кадмий, иногда называют надкадмиевыми. Надтепловые, или надкадмиевые, нейтроны не находятся в тепловом равновесии со средой, через которую они диффундируют, и, следовательно, не подчиняются максвелловскому распределению. При прохождении надтепловых нейтронов через поглощающие и рассеивающие среды сечение взаимодействия подчиняется закону $1/v$. При определенных значениях энергии нейтронов возникают реакции радиационного захвата – реакции (n, γ).

12.2.4. Нейтроны промежуточных энергий (от 0,5 кэВ до 0,2 МэВ)

Для нейтронов этих энергий наиболее типичный процесс взаимодействия с веществом – упругое рассеяние.

Среди нейтронов промежуточных энергий выделяют медленные нейтроны – с энергиями от тепловых до 1 кэВ

Для легких ядер основным видом взаимодействия этой группы нейтронов является упругое рассеяние. Из четырех указанных выше элементов, взаимодействие медленных нейтронов с которыми приводит к расщеплению ядер с вылетом заряженных частиц, для ткани имеет значение только ^{14}N . Следовательно, преобразование энергии медленных нейтронов в живой ткани происхо-

дит в результате упругого рассеяния и через реакцию $^{14}\text{N} (n, p) ^{14}\text{C}$. Ядра отдачи, возникающие в ткани при упругом рассеянии медленных нейтронов, в большинстве своем обладают энергией, недостаточной для ионизации, и их вклад в биологический эффект предполагается незначительным.

12.2.5. Быстрые нейтроны (от 0,2 МэВ до 20 МэВ)

Основной процесс, определяющий поглощение энергии быстрых нейтронов в ткани, – упругое рассеяние. Почти вся поглощенная энергия распределяется между ядрами отдачи водорода (протоны отдачи), углерода, азота и кислорода. Роль ядер отдачи других элементов, входящих в состав ткани, незначительна.

Вклад в поглощенную энергию нейтронов ядер отдачи углерода, азота и кислорода примерно одинаков, на долю протонов отдачи приходится 70–80% всей поглощенной энергии быстрых нейтронов.

Преимущественная роль водорода при взаимодействии быстрых нейтронов с живой тканью обусловлена следующими факторами: наибольшее число ядер ткани составляют протоны; при взаимодействии с ядром водорода передается максимальная энергия нейтрона, а сечение рассеяния на ядрах водорода больше, чем на ядрах других элементов, входящих в состав ткани. Это позволяет иногда принимать в расчет только атомы водорода. Ядра отдачи, возникающие при рассеянии нейтронов, имеют сравнительно небольшой пробег, и можно считать, что они поглощаются в месте своего возникновения. В этом случае поглощенная доза D равна керме K . Для моноэнергетических нейтронов

$$D = K = \phi t \sum_i n_i \sigma_i \bar{E}_i, \quad (12.4)$$

где ϕ – плотность потоков нейтронов; t – время облучения; n_i – концентрация ядер типа i в ткани; σ_i – сечение рассеяния на ядрах типа i ; $\bar{E}_i$ – средняя энергия, передаваемая ядру типа i в одном акте рассеяния.

Если ϕ означает плотность потока падающих нейтронов без учета их многократного рассеяния в облучаемом объекте, то дозу, вычисленную по формуле (12.4), иногда называют первоударной дозой, или дозой первого столкновения. По существу первоударная доза есть доза узкого коллимированного пучка нейтронов. Доза, создаваемая узким пучком нейтронов на поверхности, D_0 , приближённо даётся следующим выражением:

$$D_0 = 0,24 \times 10^{-10} \phi E^{0,5}, \quad (12.5)$$

Формула (12.5) даёт оценку дозы первого соударения с погрешностью 20% для нейтронов в интервале энергий 0,5–5 МэВ.

Доза на глубине равна

$$D_x = D_0 \exp\left(-\frac{x}{l}\right), \quad (12.6)$$

где $l = 2,85E^{0,5}$ – длина пробега нейтрона, выраженная в сантиметрах, если энергия E в мегаэлектронвольтах.

Учет многократного рассеяния нейтронов в биологических объектах усложняет вычисление дозы. Расчеты методом Монте-Карло показывают, что

для крупных объектов *доза на поверхности для широких нейтронных пучков может в полтора раза превышать дозу первого соударения.*

Часть быстрых нейтронов, попадающих в биологический объект, замедляется до тепловой скорости, поэтому суммарный эффект воздействия определяется дозой, обусловленной упругими взаимодействиями нейтронов с ядрами ткани, и дозой тепловых нейтронов, появившихся в результате замедления быстрых нейтронов. Относительный вклад дозы тепловых нейтронов невелик и уменьшается с увеличением энергии нейтронов. Так, для нейтронов с энергией 1 МэВ часть общей дозы, обусловленная тепловыми нейтронами, составляет 11%.

12.2.6. Нейтроны промежуточных энергий (0,1 эВ – 200 кэВ)

Типичное взаимодействие нейтронов этого диапазона энергий – упругое рассеяние. Возникающие при этом ядра отдачи, особенно протоны, способны производить ионизацию среды. Существенное значение имеют также реакции захвата замедлившихся нейтронов. Характерной особенностью взаимодействия нейтронов промежуточных энергий является наличие резонансных пиков сечения рассеяния на ядрах некоторых элементов ткани. Значения максимальных тканевых доз на единичный нейтронный поток составляют $5,5 \times 10^{-12}$ Гр для нейтронов с энергией 5 кэВ, 1×10^{-11} Гр для нейтронов с энергией 100 кэВ и $2,2 \times 10^{-11}$ Гр для нейтронов с энергией 500 кэВ.

Формирование дозы существенно определяется энергетическим составом нейтронов. Энергетическое распределение плотности нейтронного потока можно записать как

$$\phi(E) \sim \frac{1}{\beta(E)E}, \quad (12.6)$$

где $\beta(E)$ – энергетическая зависимость замедляющей способности.

Нейтроны с таким распределением называются фермиевскими нейтронами, а спектр вида (12.6) – спектром Ферми.

Вывод формулы (12.6) сделан с рядом упрощающих предположений, в частности, о моноэнергетичности падающего пучка электронов. Если предположить еще независимость средней длины пробега, картина оказывается сложнее. Более строгие расчёты показывают, что доза нейтронов фермиевского спектра в диапазоне энергий 0,4 эВ – 0,5 МэВ составляет 43% дозы быстрых нейтронов спектра деления в энергетическом диапазоне 0,5–5 МэВ. Однако дозовый вклад нейтронов промежуточных энергий быстро возрастает с уменьшением верхней границы энергетического спектра быстрых нейтронов. Так, для диапазона энергий быстрых нейтронов 0,5–1 МэВ дозовый вклад нейтронов фермиевского спектра составляет 280%.

Таким образом, практически важно определять дозу нейтронов промежуточных энергий, в то же время именно в этой области возникают максимальные трудности дозиметрии.

12.3. ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ТКАНЕВОЙ ДОЗЫ ОТ НЕЙТРОНОВ

При облучении внешним нейтронным потоком тканевая доза распределяется внутри биологического объекта неравномерно. Дозовое распределение зависит от энергии нейтронов, геометрических размеров объекта и распределения элементов в ткани. В результате многократного рассеяния и накопления нейтронов низких энергий доза может достигнуть максимального значения на некоторой глубине от поверхности объекта. С изменением энергии нейтронов положение максимума дозы смещается для различных энергетических групп неодинаково. Так, для медленных нейтронов глубина расположения максимальной дозы увеличивается с ростом энергии нейтронов. Это объясняется тем, что основной вклад в дозу дают нейтроны, замедляющиеся до тепловых энергий, и положение максимума дозы примерно соответствует максимуму концентрации тепловых нейтронов. Одновременно увеличивается и абсолютное значение максимальной дозы. Так, при облучении нейтронами с энергией 0,1 кэВ глубина максимальной дозы около 4 см, в то время как для тепловых нейтронов она равна 0,3 см, а абсолютное значение дозы для нейтронов с энергией 0,1 кэВ более чем в 2 раза выше, чем для тепловых нейтронов. В области промежуточных энергий нейтронов примерно до 30–40 кэВ положение максимума дозы почти не изменяется и находится на глубине 4 см. Дальнейшее повышение энергии нейтронов заметно повышает роль ядер отдачи в создании дозы, что приводит к смещению максимума дозы ближе к поверхности объекта. При энергии нейтронов 100–500 кэВ тканевая доза на поверхности максимальна. Для быстрых нейтронов максимальное значение дозы сохраняется на поверхности объекта вплоть до энергии 10 МэВ. Дальнейшее повышение энергии нейтронов снова приводит к смещению положения максимума дозы на некоторую глубину от поверхности объекта облучения.

В связи с неравномерностью распределения дозы по глубине при вычислении или измерении дозы необходимо точно указывать, к какому месту облучаемого объекта эта доза относится. Для радиобиологических целей иногда полезно знать среднюю тканевую дозу

$$\bar{D} = \frac{1}{h} \int_0^h D_x dx, \quad (12.7)$$

где D_x – доза на глубине x биологического объекта, имеющего толщину h .

При контроле радиационной обстановки в целях обеспечения необходимой защиты следует ориентироваться на максимальные значения тканевой дозы. Зависимость максимальной тканевой дозы от энергии нейтронов выводится из кривых распределения глубинной дозы нейтронов различных энергий.

Особенностью биологического действия нейтронов является то, что различные виды вторичного излучения, создающего тканевую дозу, имеют различную относительную биологическую эффективность. Вклад в тканевую дозу того или иного вида вторичного излучения изменяется с изменением энергии нейтронов, и энергетическая зависимость эквивалентной и поглощенной доз оказывается различной. Тканевую дозу нейтронов можно представить в виде

суммы составляющих, обусловленных протонами отдачи D_{Π} , тяжелыми ядрами отдачи $D_{яд}$, ионизирующими частицами, возникающими в ядерных реакциях, D_p и γ -квантами, возникающими при захвате нейтронов, D_γ :

$$D_{TK} = D_{\Pi} + D_{яд} + D_p + D_\gamma \quad (12.8)$$

Чтобы определить эквивалентную дозу, необходимо значение каждой составляющей в формуле (12.1) умножить на соответствующий коэффициент качества (тканевый взвешивающий коэффициент):

$$D_{TK} = k_{\Pi} D_{\Pi} + k_{яд} D_{яд} + k_p D_p + k_\gamma D_\gamma \quad (12.9)$$

Зная зависимость каждой составляющей в формуле (12.9) от энергии нейтронов, можно установить энергетическую зависимость эквивалентной дозы. Заметим, что вклад отдельных компонентов в эквивалентную дозу может существенно отличаться от вклада тех же компонентов в тканевую поглощенную дозу. Так, для медленных нейтронов роль γ -излучения в создании тканевой дозы значительно выше роли протонов, возникающих в реакции на азоте ($D_\gamma \gg D_p$). Однако коэффициент качества для протонов намного больше, чем для γ -квантов, и, следовательно, оба вида излучения вносят примерно одинаковый вклад в эквивалентную дозу ($k_{\Pi} D_{\Pi} \approx k_\gamma D_\gamma$).

На основании работ различных исследователей зависимость эквивалентной дозы для единичного нейтронного флюенса от энергии нейтронов имеет вид, показанный на рис.12.1. Вид энергетической зависимости эквивалентной дозы определяется выбранными значениями k . Коэффициенты k , в свою очередь, зависят не только от вида излучения, но и от того биологического эффекта, по которому они определяются. Поэтому при построении энергетической зависимости эквивалентной дозы нужно исходить из тех значений k , которые наиболее правильно характеризуют биологическое действие излучения на организм в целом. Единство в оценке биологического действия ионизирующих излучений обеспечивается установлением определенных значений k для различных видов излучений соответствующими правилами и рекомендациями. Рекомендуемые значения коэффициента качества изменяются по мере расширения наших знаний о механизме биологического действия излучений. Следовательно, к энергетической зависимости эквивалентной дозы следует относиться, как к некоторой условной характеристике поля нейтронного излучения.

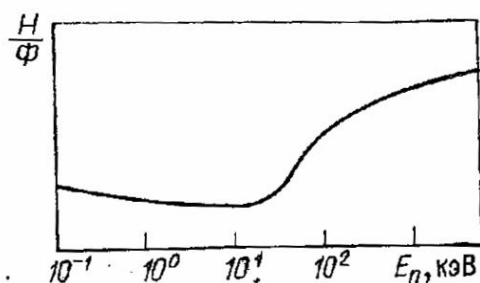


Рис. 12.1. Зависимость эквивалентной дозы единичного флюенса H/Φ от энергии нейтронов

Кривую зависимости эквивалентной дозы от энергии нейтронов, построенную для единичного нейтронного потока, можно использовать для градуировки нейтронных дозиметров в единицах эквивалентной дозы. Дозиметр не будет иметь энергетической зависимости чувствительности, если энергетическая зависимость его показаний в поле единичного нейтронного флюенса аналогична кривой на рис. 12.1.

12.4. ДОЗИМЕТРИЯ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ С ПОМОЩЬЮ ИОНИЗАЦИОННЫХ КАМЕР

При взаимодействии быстрых нейтронов с веществом возникающие в процессе рассеяния ядра отдачи способны производить ионизацию среды. На этом основано применение ионизационных камер, регистрирующих быстрые нейтроны [2]. Если пробег нейтронов значительно меньше линейных размеров газонаполненной камеры, часть энергии ядер отдачи уносится за пределы объема камеры, и в этом случае *ионизация q прямо пропорциональна давлению газа p в камере и плотности потока нейтронов ϕ_n .*

$$q \sim p \phi_n. \quad (12.10)$$

В газонаполненной камере, размеры которой меньше пробега, *ионизация пропорциональна квадрату давления* и при постоянном давлении пропорциональна плотности потока нейтронов:

$$q \sim p^2 \phi_n. \quad (12.11)$$

Зависимости (12.10) и (12.11) выполняются, если можно пренебречь ионизацией, обусловленной ядрами отдачи, выбитыми из стенок камеры.

При низких давлениях ионизация пропорциональна p^2 в соответствии с формулой (12.11), при высоких давлениях $q \sim p$ в соответствии с формулой (12.10), так как при высоком давлении длина пробега нейтрона уменьшается. Переход из одной области в другую осуществляется при давлении p_0 (переходное давление). Ядра отдачи имеют разные пробеги при одном и том же давлении, поэтому в действительности резкое изменение зависимости q от p не наблюдается, а имеется некоторая переходная область давления, ниже которой $q \sim p^2$, а выше $q \sim p$.

Камеры без стеночного эффекта можно использовать для измерения плотности потока нейтронов после предварительной градуировки; мощность дозы в этом случае можно определить расчетным путем при известной энергии падающих нейтронов.

Если газ, наполняющий камеру, тканеэквивалентен по атомному составу, ионизация может служить мерой тканевой дозы нейтронов. Хорошим приближением к такому газу служит смесь: метан 64,4, углекислый газ 32,5, азот 3,1 (числа указывают парциальное давление). Более удобно использовать маленькие ионизационные камеры, к которым применим принцип Брэгга–Грея. Энергия, поглощенная в единице объема материала стенки

$$\Delta E = \bar{\xi} q W, \quad (12.12)$$

где W – средняя энергия ионообразования; $\bar{\xi} = \overline{(S_{CT}/S_{\Gamma})}$ – среднее значение отношения тормозных способностей соответственно стенки и газа для ионизирующих частиц. Формула (12.12) имеет общий вид как для γ -излучения, так и для нейтронов, однако значения W и $\bar{\xi}$ различны; в первом случае ионизирующими частицами являются электроны, во втором – протоны и тяжелые ядра отдачи.

Нейтронный поток практически всегда сопровождается γ -излучением, поэтому полезно рассмотреть работу маленькой ионизационной камеры в смешанном потоке γ -нейтронного излучения. Суммарная ионизация, производимая в газовой полости электронами q_{γ} и ядрами отдачи q_n , выбитыми из стенок камеры, равна :

$$q = q_n + q_{\gamma} = \frac{(S_{\Gamma}/S_{CT})_n}{W_n} \Delta E_n + \frac{(S_{\Gamma}/S_{CT})_{\gamma}}{W_{\gamma}} \Delta E_{\gamma}; \quad (12.13)$$

q есть та величина, которую фактически измеряют в камере. Из формулы (12.13) следует, что в общем случае по измеренной ионизации нельзя определить суммарную поглощенную дозу в стенках камеры, если неизвестен вклад в дозу γ -излучения или нейтронов. Положение облегчается, если используют однородную камеру, у которой материал стенки и газ близки по атомному составу.

Наибольший практический интерес представляют однородные тканеэквивалентные камеры. Стенки такой камеры, наполненной указанной выше смесью газов, выполняют из токопроводящей тканеэквивалентной пластмассы. Пластмасса может иметь следующий состав (в процентах): водород 10,1; азот 3,5; углерод со следами кислорода 86,4. По измеренной ионизации q в тканеэквивалентной однородной камере можно однозначно определить поглощенную дозу смешанного излучения D , если положить $W_n = W_{\gamma} = W$:

$$D = \frac{W}{\rho_{\Gamma}} q; \quad (12.14)$$

Итак, с помощью напёрстковых тканеэквивалентных однородных камер можно измерять поглощенную дозу смешанного γ -нейтронного излучения. При этом следует иметь в виду, что W_n и W_{γ} могут заметно различаться между собой.

Практически более важно измерять эквивалентную дозу. Основная трудность при этом заключается в различном значении коэффициента качества γ - и нейтронного излучений. При более строгом подходе следует учитывать также, что ядра отдачи различных типов имеют различные коэффициенты качества.

Эквивалентная доза H для смешанного излучения определяется соотношением

$$H = \kappa_{\Delta} E_n + \Delta E_{\gamma} \quad (12.15)$$

где κ – коэффициент качества, усредненный по всем ядрам отдачи. Из сопоставления соотношений (12.15) и (12.14) видно, что тканеэквивалентной ионизационной камерой нельзя измерить эквивалентную дозу без разделения нейтронной и γ -составляющих. Такое разделение обеспечивает дифференциальная система из двух ионизационных камер, одна из которых малочувстви-

тельна к нейтронам, а другая тканеэквивалентна. Разность токов двух камер будет соответствовать поглощенной дозе, обусловленной нейтронами. При проектировании такой системы следует иметь в виду возможную энергетическую зависимость чувствительности нетканеэквивалентной камеры.

Одной из трудностей, связанных с применением ионизационных камер для целей нейтронной дозиметрии, является обеспечение наилучшей тканеэквивалентности и гомогенности.

Тканеэквивалентность требует, чтобы вещество, из которого сделана камера, и живая ткань были как можно ближе по составу. Однако ткани различных органов и частей одного и того же живого организма могут существенно различаться по составу (например, мышечная и костная ткань). Обычно за основу берут мягкую ткань (см. табл. 12.1). В специальных случаях возникает необходимость обеспечить одинаковость атомного состава камеры с другими видами тканей.

Требование гомогенности сводится к тому, чтобы состав материала стенок и наполняющего камеру газа был одинаковым. Жесткость выполнения этого условия определяется прежде всего относительным вкладом в общую ионизацию вторичных частиц, возникающих в газе (эффект газа), и вторичных частиц, возникающих в стенке (эффект стенки). Чем больше эффект газа, тем жестче требования к гомогенности. Наоборот, если эффектом газа можно пренебречь, то его состав может быть произвольным.

12.5. ПРИМЕНЕНИЕ ПРОПОРЦИОНАЛЬНЫХ СЧЁТЧИКОВ ДЛЯ ДОЗИМЕТРИИ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ

Пропорциональный счетчик с постоянным коэффициентом газового усиления можно использовать для дозиметрии нейтронов, если измеряется сумма амплитуд импульсов, возникающих в счетчике. В этом случае результат измерения будет пропорционален полной ионизации в газовом объеме счетчика за время измерения.

Был предложен счетчик с тканеэквивалентными стенками и с тканеэквивалентным газом. К такому счётчику полностью применима теория Брэгга–Грея. Ионизация производится частицами вторичного излучения, возникающими как в стенке счетчика, так и в газовом объеме. Газ и стенка имеют одинаковый атомный состав, поэтому к размерам газовой полости никаких особых требований не предъявляется.

Можно показать, что сумма амплитуд импульсов, возникающих в тканеэквивалентном пропорциональном счетчике, однозначно определяет поглощенную дозу в ткани $D_{\text{ТК}}$

$$D_{\text{ТК}} = \frac{W}{ak\rho_{\text{Г}}V} \sum_{i=1}^N U_i, \quad (12.16)$$

где W – потенциал ионизации газа; k – коэффициент газового усиления; a – множитель, учитывающий размерность единиц; V – объём газовой полости;

$U_i = akq_i$ – амплитуда i -го импульса; q_i – количество пар ионов, образованных i -ой частицей.

При облучении смешанным потоком γ - и нейтронного излучения D_{TK} равна суммарной поглощенной дозе нейтронов и γ -квантов. Под действием нейтронов основной вклад в ионизацию вносится протонами отдачи. При облучении γ -квантами ионизация обусловлена электронами. Линейная плотность ионизации для электронов значительно меньше, чем для протонов, поэтому импульсы, обусловленные электронами, должны иметь меньшую амплитуду, чем импульсы, обусловленные протонами. Это обстоятельство позволяет отсекаать импульсы, обусловленные электронами, и измерять только импульсы, вызванные протонами. Таким образом, представляется возможным измерять нейтронную дозу на фоне γ -излучения.

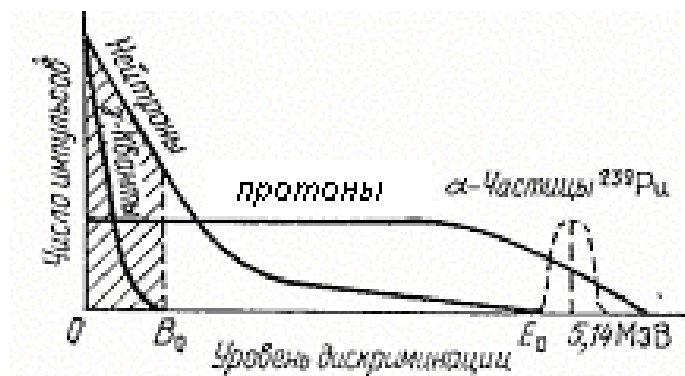


Рис. 12.2. Интегральный спектр импульсов в пропорциональном счётчике

Работа пропорционального счетчика может быть охарактеризована кривой интегрального спектра импульсов (рис. 12.2). По оси абсцисс отложен уровень дискриминации V , по оси ординат – число импульсов, имеющих амплитуду больше, чем V . V_0 соответствует порогу дискриминации, выше которого импульсы от γ -квантов не регистрируются. Площадь под интегральной кривой пропорциональна поглощенной дозе. Из рисунка видно, что при установлении определенного порога дискриминации отсекаются не только импульсы, обусловленные γ -квантами, но и часть импульсов, обусловленных нейтронами (заштрихованная область). Наблюдается подпороговая потеря ионизации, которая вносит погрешность в измеренное значение поглощенной дозы нейтронов. Погрешность определяется отношением заштрихованной части к полной площади под интегральной кривой для нейтронов. Подпороговые потери обусловлены двумя обстоятельствами:

- 1) под действием нейтронов образуются протоны, обладающие энергиями от нулевой до максимальной; протоны низких энергий могут создать импульсы, величина которых ниже установленного порога дискриминации;
- 2) протоны в газовом объеме проходят по различным направлениям, поэтому некоторые протоны, имеющие энергию больше V_0 , теряют лишь незначительную часть своей энергии в пределах газового объема. Эти протоны также

могут создать импульсы, величина которых лежит ниже уровня дискриминации.

Относительная погрешность, обусловленная подпороговыми потерями, равна $(B/E_0)^2$. Погрешность оказывается небольшой, если B значительно меньше E_0 . В действительности небольшой уровень дискриминации можно использовать лишь при малом γ -фоне. При достаточно большой интенсивности γ -излучения импульсы от электронов могут накладываться друг на друга, создавая импульсы большой амплитуды. В этом случае необходимо увеличить порог дискриминации, и погрешность возрастет. При большом пороге дискриминации следует также учитывать подпороговые потери, обусловленные разными траекториями протонов в счетчике.

Пропорциональный счетчик можно проградуировать по α -излучению источника известной активности, помещенного непосредственно в газовый объем. На рис. 12.2 показан интегральный спектр импульсов от α -частиц ^{239}Pu . С небольшим разбросом энергия α -частиц равна 5,14 МэВ. Эту энергию можно приписать положению максимума, получающемуся при дифференцировании интегральной кривой. По известной активности источника можно определить полную энергию, выделяющуюся в газовом объеме, а следовательно, полную ионизацию, которая приравнивается к площади под интегральной кривой. Таким образом определяется цена единицы площади под интегральной кривой в приборном спектре.

12.6. СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ МЕТОД ДОЗИМЕТРИИ НЕЙТРОНОВ

Световые вспышки в сцинтилляторе при облучении его нейтронами возникают в результате поглощения протонов и тяжелых ядер отдачи. Если $\Delta E'$ – поглощенная в единицу времени энергия в сцинтилляторе, то ток на выходе фотоумножителя сцинтилляционного счетчика определяется соотношением

$$i_{\Phi} = \frac{aMg\eta}{(h\nu)_{\Phi}} \Delta E', \quad (12.17)$$

где M – коэффициент усиления фотоумножителя; g – оптическая эффективность (выход фотоэлектронов с фотокатода ФЭУ на один испущенный сцинтиллятором фотон); η – сцинтилляционная эффективность сцинтиллятора, показывающая, какая доля поглощенной энергии преобразуется в световую энергию; $(h\nu)_{\Phi}$ – средняя энергия фотонов, испускаемых сцинтиллятором; a – коэффициент пропорциональности, учитывающий размерность единиц.

Для целей дозиметрии целесообразно применять водородсодержащие сцинтилляторы; в этом случае можно пренебречь вкладом в поглощенную энергию тяжелых ядер. Чувствительность дозиметра определяется измеряемым током, отнесенным к одному падающему нейтрону:

$$\frac{i_{\Phi}}{\phi_n} = \frac{ahS\eta_n M\sigma_n}{2(h\nu)_{\Phi}} \eta g E_0, \quad (12.18)$$

где σ_H – сечение рассеяния на ядрах водорода; n_H – число атомов водорода в 1 см³ фосфора; S и h соответственно площадь и толщина сцинтиллятора; E_0 – энергия нейтрона.

Сцинтилляционный счетчик будет отвечать дозиметрическим требованиям, если зависимость чувствительности i_Φ/ϕ_n от энергии нейтронов E_0 подобна зависимости тканевой дозы от энергии. Определяющую роль в энергетической зависимости чувствительности играют величины η , σ_H и E_0 . В нейтронных дозиметрах используют сцинтилляторы двух типов: однородные органические и смесь водородсодержащих веществ с неорганическим сцинтиллятором. Органические однородные сцинтилляторы обладают удовлетворительной тканеэквивалентностью, но имеют недостаток – при их использовании затруднена дискриминация γ -фона.

Отношение чувствительности счётчика для одинаковой энергии γ -квантов и нейтронов равно

$$\frac{i_\Phi/\phi_n}{i_\gamma/\phi_\gamma} = \frac{1}{2} \frac{\eta}{\eta_\gamma} \frac{n_H \sigma_H}{\mu_{kZ}}, \quad (12.18)$$

где величины с индексом γ относятся к соответствующим характеристикам для γ -излучения.

Сцинтилляционная эффективность органических сцинтилляторов для протонов отдачи, возникающих при воздействии нейтронов на среду, обычно в несколько раз меньше сцинтилляционной эффективности для электронов; в то же время $\sigma_H n_H > \mu_{kZ}$. Это приводит к тому, что отношение чувствительности, вычисленное по уравнению (12.18), равно или меньше единицы. Так, для антрацена при энергиях нейтронов и γ -квантов, равных 1 МэВ, отношение чувствительности счётчика для одинаковой энергии γ -квантов и нейтронов, задаваемое выражением (12.18), равно

$$\frac{i_\Phi/\phi_n}{i_\gamma/\phi_\gamma} = 0,7.$$

Следовательно, γ -кванты регистрируются органическим сцинтиллятором так же хорошо, как и нейтроны. Дискриминация импульсов, обусловленных γ -квантами, затруднена тем, что $\eta_\gamma > \eta$, и импульсы от электронов по амплитуде сравнимы или даже больше импульсов от протонов.

Положение несколько улучшается, если измерять не ток на выходе умножителя, а частоту импульсов. Однако и в этом случае при измерении смешанного γ -нейтронного излучения прибором с органическим однородным сцинтиллятором ток на выходе фотоумножителя не только не пропорционален эквивалентной дозе, но и не определяет и поглощенной дозы, если неизвестен вклад γ -квантов.

Фосфор, составленный из смеси водородсодержащих веществ с неорганическим сцинтиллятором, обладает лучшими дозиметрическими характеристиками по сравнению с однородными органическими сцинтилляторами. Более высокая сцинтилляционная эффективность неорганических сцинтилляторов для протонов позволяет производить амплитудную дискриминацию импульсов от электронов. Преобразование энергии первичного излучения происходит в не-

сцинтиллирующем органическом веществе. Возникающие электроны и протоны часть своей энергии тратят в неорганическом сцинтилляторе. Примером такого фосфора может служить полистирол или плексиглас с равномерным распределением по всему объему ZnS.

12.7. ТРЕКОВЫЕ ДОЗИМЕТРИЧЕСКИЕ ДЕТЕКТОРЫ НЕЙТРОНОВ

В дозиметрии нейтронного излучения нашли применение твердотельные трековые детекторы, в чувствительном объеме которых регистрируется число треков заряженных частиц. Дозиметрическое применение этих детекторов основано на связи числа треков с дозой излучения. Кратко рассмотрим три типа дозиметрических детекторов: детекторы следов повреждений, ядерные фотоэмульсии и полимерный пузырьковый детектор.

12.7.1. Детекторы следов повреждений

В твердых веществах с большим электрическим сопротивлением (изоляторах) тяжелые заряженные частицы образуют вдоль своей траектории зону структурных повреждений диаметром порядка 5 мкм. В некоторых случаях эти поврежденные области можно непосредственно наблюдать с помощью электронного микроскопа. В местах повреждений вещество более чувствительно к химическому воздействию, чем в неповрежденных областях. Это приводит к тому, что при химическом травлении вещество удаляется из зон повреждения более интенсивно, в результате чего в местах пролета заряженных частиц проявляются видимые треки, которые можно обнаружить и сосчитать с помощью обычного оптического микроскопа.

Первоначально этот эффект (1958 г.) был обнаружен во фтористом литии, а затем оказалось, что треки образуются во всех материалах, имеющих удельное электрическое сопротивление более 2×10^3 Ом·см. Были исследованы стекла, органические пластики и некоторые силикатные материалы, например естественная и искусственная слюды.

Можно представить себе различные механизмы структурного нарушения вещества под действием заряженных частиц. Один из них связан с резерфордским рассеянием атомов вещества, находящихся на пути тяжелой заряженной частицы. Здесь имеется в виду кулоновское взаимодействие ядра атома и заряженной частицы, в результате которого атомы среды смещаются. Можно допустить наличие локального перегрева вещества в результате передачи ему энергии заряженной частицы. Если локальная температура в пределах трека частицы превысит некоторое критическое значение, возможен разрыв химических связей и как следствие – диффузия атомов вещества в область более низких температур. Согласно оценкам, осколок деления может сместить от 10^3 до 10^7 атомов. Наконец, интенсивная ионизация атомов вдоль траектории тяжелой заряженной частицы может создать заметные силы отталкивания между положительными ионами, т.е. ионизованными атомами вещества, которые могут сместить ионизованные атомы с начального положения, вытеснить их из ионизационной области.

Образование следов повреждения зависит от концентрации свободных носителей зарядов и их подвижности. Для данного вида проводимости твердого тела (электронной или дырочной) следы повреждения образуются, если удельное сопротивление превышает определенное значение. Чем выше подвижность, тем больше должно быть удельное сопротивление.

В результате травления треки становятся видимыми только в том случае, если частицы обладают достаточной линейной потерей энергии. Один из наиболее чувствительных материалов – нитроцеллюлоза; все частицы, имеющие энергетические потери не менее чем $1,2 \text{ МэВ}/(\text{мг} \cdot \text{см}^{-2})$, могут быть зарегистрированы. Все другие исследованные материалы требуют значительно больших потерь энергии. Например, в фосфатных стеклах только осколки деления образуют видимые треки, в то время как α -частицы и легкие ядра отдачи не могут быть зарегистрированы. В некоторых материалах треки α -частиц после химического травления становятся видимыми, но их легко отличить от треков, образованных осколками деления. Последнее обстоятельство делает особенно целесообразным применение этого метода регистрации для нейтронной дозиметрии. Из делящихся материалов для целей дозиметрии нейтронов наиболее пригодны ^{227}Np с пороговой энергией около $0,6 \text{ МэВ}$, природный ^{232}Th с пороговой энергией приблизительно 2 МэВ , природный уран и его изотопы ^{235}U и ^{238}U .

«Травителем» может служить любое химическое соединение, разъедающее вещество детектора с достаточной скоростью. Им могут быть неорганические основания, кислоты, органические комплексные соединения. Кинетика проявления треков зависит от химического состава материала детекторов, химического состава травителя, его концентрации и температуры, при которой происходит травление.

Наиболее распространенные травители – гидроксид калия KOH , гидроксид натрия NaOH , фтористоводородная кислота HF . Выбор материала детектора и химического травителя определяется диапазоном измеряемой дозы, способом измерения числа проявленных треков, устойчивостью вещества детектора по отношению к травителю и другими факторами.

Дозовая чувствительность трекового дозиметра определяется как отношение числа треков n , возникающее на единице площади детектора при облучении в течение времени t , к эквивалентной дозе H :

$$\frac{n}{H} = \frac{S\bar{\sigma}_f}{K}, \quad (12.19)$$

где $\bar{\sigma}_f$ – среднее эффективное сечение деления вещества, состоящего из имеющихся в наличии делящихся нуклидов, для нейтронов заданного энергетического диапазона; K – коэффициент, равный эквивалентной дозе на единичный флюенс нейтронов данной энергии.

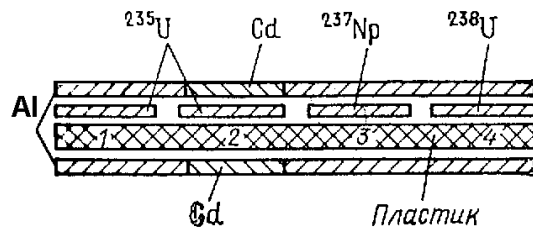


Рис. 12.3. Трековый дозиметр с пластиковым детектором

Так как $\bar{\sigma}_f$ и K зависят от энергии нейтронов, в общем случае энергетическая зависимость чувствительности может быть сильной. Поэтому для практической дозиметрии нейтронов различной энергии необходимо либо знать энергетический спектр, либо создать такую комбинацию нескольких детекторов, каждый из которых являлся бы дозиметром для определенной энергетической группы. На рис. 12.3 показан вариант такого комбинированного дозиметра. В качестве детектора, в котором возникают следы повреждения, служит пластик. Делящиеся материалы — ^{235}U , ^{237}Np и ^{238}U . Пластины из делящегося материала находятся в контакте с пластиком, поверхность которого разделена на четыре участка. Каждому участку соответствует определенная комбинация делящегося вещества и поглотителя. Регистрируется число треков на каждом участке детектора. Можно так подобрать толщину материала поглотителя для соответствующего делящегося нуклида, что каждый участок регистрирует треки, связанные с нейтронами определенной энергетической группы исходного спектра. По четырем значениям числа регистрируемых треков удастся найти не только суммарную эквивалентную дозу, но и вклад в неё отдельных энергетических групп нейтронов. Подобные дозиметрические спектрометры могут иметь различные модификации.

12.7.2. Ядерные фотоэмульсии

Толстослойные ядерные фотоэмульсии можно использовать для дозиметрии быстрых нейтронов. Фотографический эффект состоит в образовании следов протонов отдачи, возникающих в результате рассеяния нейтронов на водороде, который входит в состав эмульсии и окружающей среды. Исходя из эффективного сечения рассеяния и числа измеренных следов, можно определить падающий нейтронный поток.

Для технических толстослойных эмульсий след минимальной длины, состоящий из трех зерен, образуется нейтронами, энергия которых не менее 0,25 МэВ. Этим определяется нижний энергетический порог метода. При наличии тепловых нейтронов протоны могут возникать в реакции $^{14}\text{N}(n, p)^{14}\text{C}$. Протоны, образующиеся при захвате тепловых нейтронов, имеют энергию 0,63 МэВ. Если регистрировать следы, длина которых соответствует энергии протонов больше 0,6 МэВ, то число зарегистрированных следов будет характеризовать поток только быстрых нейтронов. При упругом рассеянии моноэнергетические нейтроны могут создавать протоны любой энергии — от нуля до энергии нейтрона, поэтому часть следов быстрых нейтронов не будет зарегистрирована.

Расчеты показывают, что нейтроны с энергией 1 МэВ создают 50% протонов отдачи с энергией менее 0,6 МэВ. Это означает, что если не регистрировать протоны, возникающие в результате захвата тепловых нейтронов, то половина провзаимодействовавших нейтронов с энергией 1 МэВ также не будет зарегистрирована. Для энергии 2 МэВ число незарегистрированных следов уменьшается до 10%, а для нейтронов с энергией 5 МэВ составляет только 3%.

Фотодозиметр отвечает своему назначению, если число зарегистрированных следов пропорционально тканевой дозе независимо от энергии нейтронов. Приблизительно это удастся обеспечить в ограниченном энергетическом интервале покрытием эмульсии специальными фильтрами.

Чувствительность метода для быстрых нейтронов характеризуется следующими цифрами. При облучении ядерных фотопластинок Я-2 НИКФИ нейтронным излучением полониево-бериллиевого источника при флюенсе $2,6 \times 10^5$ нейтр./см² число регистрируемых треков протонов отдачи на 1 см² пластинки составляет около 2000. Число фоновых следов на необлученной пластинке обычно не превышает 80 на 1 см². Погрешность метода ядерных эмульсий для быстрых нейтронов определяется зависимостью чувствительности от энергии нейтронов и фактического содержания водорода в эмульсии. Суммарная погрешность определения дозы может достигать до 200%.

Применение ядерных фотоэмульсий для дозиметрии медленных нейтронов по протонам, возникающим в реакции захвата, ограничено тем, что следы тепловых нейтронов трудно отличать от следов протонов отдачи. Чувствительность ядерных эмульсий к тепловым нейтронам можно значительно повысить, добавив в них бор или литий.

Индивидуальную дозиметрию в полях смешанного γ -излучения и нейтронов различной энергии можно осуществить, применяя одновременно ядерные фотоэмульсии и обычные фотопленки. Кассета для пленки в этом случае состоит по крайней мере из двух металлических фильтров равной массы: кадмиевого и оловянного. В кассету одновременно помещают пакетики с ядерной фотоэмульсией и обычной фотопленкой. Для обычной фотопленки при наличии тепловых нейтронов оптическая плотность под кадмиевым фильтром будет выше, чем под оловянным, так как эффективное сечение реакции (n, γ) для олова значительно меньше, чем для кадмия, а фотографическое действие обусловлено γ -излучением, возникающим в фильтре. Но в ядерной фотоэмульсии при наличии тепловых нейтронов число протонных следов под кадмиевым фильтром будет меньше, чем под оловянным. При отсутствии тепловых нейтронов фотоэффект в обычной пленке обусловлен только γ -излучением, а в ядерной эмульсии – только быстрыми нейтронами. При этом эффект в каждом случае под кадмиевым и оловянным фильтрами будет одинаковым.

Таким образом, дозу γ -излучения можно оценить по почернению обычной фотопленки под оловянным фильтром, дозу быстрых нейтронов – по числу следов в ядерной фотоэмульсии под кадмиевым фильтром, а дозу тепловых нейтронов – по разности эффектов под оловянным и кадмиевым фильтрами.

Современные индивидуальные фотодозиметры конструируют таким образом, чтобы они обладали наибольшими возможностями как по энергетиче-

скому диапазону и видам контролируемых излучений, так и по числу решаемых дозиметрических задач. Универсальность подобных дозиметров обеспечивается применением различных по толщине и сорту материалов фильтров и пленок.

12.7.3. Твердотельный пузырьковый детектор

По существу это твердотельный аналог пузырьковой камеры, разработанной Глазером (1952 г.) для регистрации элементарных частиц. В пузырьковой камере рабочая жидкость вследствие резкого понижения давления при данной температуре переводится в перегретое состояние, в котором она оказывается чувствительной к заряженным частицам: в окрестности трека заряженной частицы возникают пузырьки пара вскипевшей жидкости, которые и формируют видимый след.

В 1984 г. Инг и Бирнбоим (Канада) предложили твердотельный пузырьковый дозиметр нейтронов. Он представляет собой твердый прозрачный полимер, в котором диспергирована рабочая жидкость в виде микрокапель с линейными размерами не более 20 мкм. Эти микрокапли не видны невооруженным глазом и практически не влияют на прозрачность твердого тела. Давление жидкости в этих каплях создается таким, чтобы в заданном температурном интервале жидкость была в перегретом состоянии. Перегретое состояние жидкости – метастабильное, и энергия заряженной частицы, переданная веществу в окрестности капельки, может вызвать ее вскипание. Непосредственно после поглощения энергии в капельке возникает газовый пузырек размером порядка 0,02 мкм, дальнейшая судьба которого зависит от термодинамического состояния системы газовый микропузырек– жидкость. На пузырек действуют два рода сил: давление жидкости p и сила поверхностного натяжения, эквивалентная давлению $p_{\text{пов}} = 2\sigma/r$, где σ – коэффициент поверхностного натяжения, r – радиус сферического микропузырька. В равновесном состоянии давление насыщенных паров в пузырьке $p_0 = p + p_{\text{пов}}$, и ему соответствует равновесный радиус пузырька $r_0 = 2\sigma/(p_0 - p)$. Если образуется пузырек с радиусом $r < r_0$, то он исчезает, схлопывается. Пузырек с радиусом $r > r_0$ быстро растет, что приводит к взрывообразному вскипанию всей капли жидкости, в пределах которой этот пузырек возник. В результате образуется газовый пузырек достаточно больших размеров (1 мм и более), хорошо различимый невооруженным глазом. Размер пузырька, возникшего в результате вскипания капли, зависит от упругих свойств твердой матрицы. Если полимер недостаточно эластичен, расширяющиеся пузырьки вследствие взрывообразного испарения могут разрушить структуру, и в результате остаются не исчезающие следы повреждений. При достаточной эластичности структура не разрушается, а образовавшиеся пузырьки постепенно исчезают; время их существования оценивается неделями.

Для данного полимера условия, при которых возникает микропузырек с размерами больше равновесного с последующим вскипанием жидкой капли, определяются локально переданной веществу энергией и физическими свойствами рабочей жидкости. Локально переданная энергия в пределах расстояний, соизмеримых с размерами диспергированных капель, определяется ЛПЭ заряженных частиц. Следовательно, порог срабатывания детектора зависит от

линейной передачи энергии, т.е. существует такое значение ЛПЭ, ниже которого детектор оказывается нечувствительным к ионизирующему излучению.

При облучении быстрыми нейтронами в твердом полимере возникают протоны, которые и являются действующими на диспергированные капли частицами. Число визуально наблюдаемых пузырьков является мерой дозы нейтронного излучения. Детектор практически нечувствителен к фотонному излучению, так как возникающие при взаимодействии фотонов с полимером электроны имеют ЛПЭ ниже порогового значения.

В экспериментальных условиях хорошо зарекомендовал себя твердотельный пузырьковый детектор на основе полиакриламида с рабочим газом фреоном-12. Диапазон измеряемых доз нейтронов детектором, содержащим 2 см³ полимера, зависит от технологии его приготовления и находится в пределах от 10⁻³ мЗв до 10⁻² Зв (0,1 мбэр–1 бэр). При эквивалентной дозе 0,01 мЗв нейтронного излучения Pu–Be-источника в детекторе возникают от 1 до 3 хорошо видимых пузырьков. Энергетическая зависимость чувствительности детектора приблизительно соответствует зависимости от энергии эквивалентной дозы для нейтронов с энергией выше 200 кэВ. Детектор чувствителен также к тепловым нейтронам.

Удовлетворительные дозиметрические характеристики, небольшие размеры, высокая чувствительность, которой возможно управлять, наличие порога чувствительности по ЛПЭ, возможность многократного использования – качества, которые делают дозиметр на основе твердотельного полимерного пузырькового детектора перспективным для индивидуальной дозиметрии в полях нейтронного излучения.

12.8. АКТИВАЦИОННЫЙ МЕТОД ДОЗИМЕТРИИ НЕЙТРОНОВ

В результате ядерных реакций, протекающих под действием нейтронов, могут образовываться радиоактивные ядра. Активационный метод практически связан с измерением наведенной активности. В некоторых случаях при измерении слабых нейтронных потоков наведенная активность оказывается слишком малой для надежных измерений обычными методами. Чувствительность метода можно существенно повысить, используя сцинтилляционные счетчики, в которых активируемое вещество входит непосредственно в состав сцинтиллятора.

Активационный метод широко применяют для измерения нейтронных потоков и дозы. Его основные преимущества: нечувствительность к фотонному излучению, простота конструкции детекторов, дешевизна, малые габариты, возможность разделения процессов облучения и измерения. Активационный метод удобен при оценке дозы в аварийных ситуациях, когда происходит кратковременное облучение большими потоками нейтронов.

Активационный метод дозиметрии, как правило, используется для измерения большой единичной дозы, получаемой в течение короткого времени.

12.9. ДРУГИЕ МЕТОДЫ ДОЗИМЕТРИИ НЕЙТРОНОВ

12.9.1. Применение фотопленок

Для дозиметрии тепловых нейтронов при наличии γ -излучения можно применять обычные фотопленки, которые используют в дозиметрии γ -излучений. Они сами по себе практически нечувствительны к нейтронам. В методе, разработанном И. Б. Кеирим-Маркусом, используются люминесцирующие экраны из $\text{ZnS}(\text{Ag})$, содержащие бор. Ядра лития и α -частицы, возникающие в результате захвата тепловых нейтронов, вызывают свечение люминофора, которое действует на фотопленку. Фотопленку помещают в кассету с фильтрами, компенсирующими ЭЗЧ для γ -излучения. Часть пленки прикрыта люминесцирующим экраном. После облучения кассеты γ -квантами и тепловыми нейтронами измеряют оптическую плотность вне люминесцирующего экрана и под экраном. Предварительно строят градуировочную кривую зависимости оптической плотности пленки в фотодозиметре от γ -излучения (без люминофора). Оптическая плотность S_{Π} соответствует дозе γ -излучения D_{Π} , которую находят непосредственно по градуировочной кривой, так как нейтроны не создают добавочного почернения на этом участке пленки. Почернение обусловлено непосредственным действием γ -излучения и светом люминофора. В свою очередь люминофор высвечивается под действием как нейтронов, так и γ -излучения. При отсутствии нейтронов почернение под люминофором дало бы по градуировочной кривой значение дозы ΓD_{Π} , где Γ – коэффициент усиления действия люминофора.

Пусть D_{Σ} – доза излучения, найденная по градуировочной кривой для оптической плотности S_{Σ} при одновременном действии γ -излучения и тепловых нейтронов. Тогда разность $D_{\Sigma} - \Gamma D_{\Pi}$ равна дозе γ -излучения, которая создает такую же оптическую плотность участка пленки, не покрытого люминофором, как почернение под люминофором под действием данного нейтронного потока. Если H – эквивалентная доза тепловых нейтронов, то

$$H = (D_{\Sigma} - \Gamma D_{\Pi})/h, \quad (12.20)$$

где h – чувствительность пленки с люминесцирующим экраном к тепловым нейтронам.

12.9.2. Дозиметры нейтронов, использующие эффект замедления

Если на парафиновый блок перпендикулярно его поверхности направить поток нейтронов, создающий единичную эквивалентную дозу, можно указать такую глубину (примерно 15 см) внутри блока, где концентрация тепловых нейтронов будет постоянной, практически не зависящей от энергии падающих нейтронов. Качественно это можно понять из рассмотрения рис. 12.4, на котором показано изменение концентрации тепловых нейтронов с увеличением глубины для падающих нейтронов различной энергии, создающих дозу 10^{-2} Зв.

Тепловые нейтроны образуются в результате замедления падающих на поглотитель нейтронов, и их концентрация вначале возрастает, достигает максимума, а затем непрерывно убывает. Начиная с максимального значения, концентрация тепловых нейтронов изменяется в соответствии с изменением потока замедляющихся нейтронов. Чем выше энергия падающих нейтронов, тем меньше изменяется концентрация тепловых нейтронов с изменением глубины; иначе говоря, с повышением энергии падающих нейтронов уменьшается крутизна спада концентрации тепловых нейтронов по глубине (после максимального значения). В то же время с повышением энергии падающих нейтронов поток нейтронов, создающий единичную эквивалентную дозу, уменьшается. Это и приводит к тому, что на некоторой глубине концентрация тепловых нейтронов пропорциональна эквивалентной дозе падающих нейтронов.

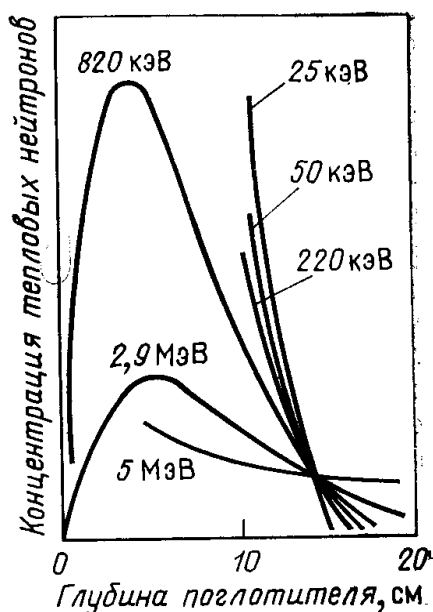


Рис. 12.4. Изменение концентрации тепловых нейтронов с увеличением глубины парафинового поглотителя

Указанное обстоятельство позволило построить дозиметры, использующие эффект замедления в водородсодержащей среде. Подобный дозиметр состоит из двух основных частей: замедляющего блока и детектора тепловых нейтронов. К детектору тепловых нейтронов никаких специфических требований не предъявляется. В качестве детектора можно использовать борный счетчик, сцинтилляционный счётчик, активационные фольги, фотопленки и т.п. Форма и размеры замедляющего блока должны обеспечивать наличие такой области внутри блока, в которой концентрация тепловых нейтронов была бы пропорциональна эквивалентной дозе падающих нейтронов; в эту область и помещают детектор тепловых нейтронов. Наибольшее распространение получили сферические замедлители, в центре которых расположен детектор тепловых нейтронов. Приборы, работающие на этом принципе, обеспечивают удовлетворительное измерение эквивалентной дозы нейтронов в широком энергетическом диапазоне, перекрывающем спектр деления.

Используемые в мировой практике нейтронные дозиметры с замедлителями условно можно подразделить на два типа: без внутреннего поглотителя и с внутренним поглотителем. Наиболее распространены приборы второго типа. В качестве замедлителя часто применяют полиэтилен или парафин. Распространены также многосферные дозиметры, у которых с одним и тем же детектором тепловых нейтронов используются различные сферические замедлители, а также многодетекторные приборы, у которых несколько детекторов расположено в пределах одного сферического замедлителя.

Недостатком детекторов с замедлителями является громоздкость, затрудняющая их применение в переносных приборах.

12.9.3. Измерение дозы нейтронов индивидуальными гамма-дозиметрами

Обычные конденсаторные камеры индивидуального дозиметрического контроля типа ДК-0,2 позволяют измерять дозу быстрых нейтронов. Специальные исследования показали, что флюенс $6,5 \times 10^6$ нейтр./см² от источника соответствует 25 мР по шкале дозиметра ДК-0,2. Разброс в показаниях составляет менее $\pm 10\%$. Эти дозиметры были использованы и для измерения нейтронной дозы на циклотроне с бериллиевой мишенью, бомбардируемой дейтронами 8–13 МэВ. Применение подобных дозиметров для нейтронных измерений ограничено их большой чувствительностью к γ -излучению. Дозиметры индивидуального люминесцентного контроля с вспышечным фосфором (ИЛК) при наличии специального кадмиевого фильтра могут измерять смешанную дозу γ -излучения и тепловых нейтронов в единицах эквивалентной дозы. Кадмий захватывает тепловые нейтроны, а возникающее при этом γ -излучение регистрируется фосфором.

12.9.4. Альбедо-дозиметры

Для целей индивидуальной дозиметрии нейтронов могут быть использованы замедляющие и рассеивающие свойства тела человека. В силу этих свойств около тела, находящегося в нейтронном поле, формируется поле обратно рассеянного излучения. Обозначим Φ_n флюенс падающих нейтронов, а Φ_s – флюенс частиц обратно рассеянного излучения. При этом под обратно рассеянным мы понимаем любое излучение, выходящее из тела в результате взаимодействия с ним первично падающих нейтронов. Отношение Φ_s к Φ_n даст величину альбедо β :

$$\beta = \Phi_s / \Phi_n. \quad (12.21)$$

Принцип метода состоит в том, что оценка эквивалентной дозы падающих нейтронов H производится по показанию детектора, реагирующего на обратно рассеянное излучение. Дозиметры, основанные на этом принципе, получили название альбедо-дозиметров.

В заключение обратим внимание на следующее обстоятельство, связанное с дозиметрией нейтронов при аварийной ситуации. Обычно в этих случаях имеют в виду импульсное облучение в течение сравнительно короткого проме-

жутка времени. Относительная биологическая эффективность (ОБЭ) нейтронов при кратковременном облучении в большой дозе оказывается другой по сравнению с ОБЭ при непрерывном облучении в течение длительного времени. Это вносит коррективы и в коэффициент качества, который на современном уровне знаний не может быть надежно рекомендован для любых аварийных ситуаций. Поэтому целесообразно характеризовать аварийное облучение поглощенной дозой, ее распределением по телу, а также составом и энергией излучения.

13. МИКРОДОЗИМЕТРИЯ

13.1. ПРЕДМЕТ МИКРОДОЗИМЕТРИИ

Дозиметрические величины, определяющие поле излучения и взаимодействие излучения с веществом, такие, как плотность потока энергии, плотность потока частиц, доза излучения, керма и т.п., есть величины макроскопические.

Отличительной чертой макроскопических величин является достаточно плавное и непрерывное их изменение в зависимости от параметров системы, которую они описывают. Так, интенсивность излучения непрерывно изменяется с изменением толщины поглотителя, доза излучения – с изменением плотности потока излучения и т.д.

Ионизирующее излучение, однако, состоит из дискретных частиц, которые передают энергию веществу малыми, но конечными порциями. Взаимодействие излучения с веществом имеет статистический характер, и это приводит к тому, что многие физические факторы, определяющие дозиметрические величины, подвержены случайным флуктуациям.

Рассмотрим, например, экспозиционную дозу фотонного излучения X , которая определяется количеством электричества, созданного в результате ионизации воздуха. В самом процессе формирования экспозиционной дозы можно выделить два этапа: образование электронов в результате взаимодействия фотонов с воздухом и образование ионов в результате взаимодействия с воздухом электронов. Каждый из этих процессов имеет статистическую природу. Общая ионизация, которая должна быть измерена для определения X , будет равна произведению числа электронов n_e на число пар ионов j , созданных каждым электроном. Обе эти величины подвержены случайным флуктуациям, причем флуктуации величины j не зависят от числа электронов n_e . Тем не менее, мы говорим об определенном значении экспозиционной дозы X , которая непрерывно изменяется с изменением плотности потока фотонов. Причина заключается в том, что само понятие дозы в его обычном смысле применимо только к таким системам, в которых происходит число событий достаточно большое, такое, что флуктуации при отдельных актах взаимодействия не влияют на значение макроскопической величины X . Таким образом, когда говорится о дозе в малом объеме или даже в точке, подразумевается, что этот объем содержит достаточную массу вещества, чтобы число событий (взаимодействий) было велико. Другими словами, упомянутые дозиметрические величины описывают макроскопические системы.

Статистическая природа ионизирующих излучений и их взаимодействия с веществом проявляется в том, что макроскопические дозиметрические величины выражают собой средние значения. В силу большого числа событий наблюдаемые значения этих величин имеют чрезвычайно малые отклонения от среднего.

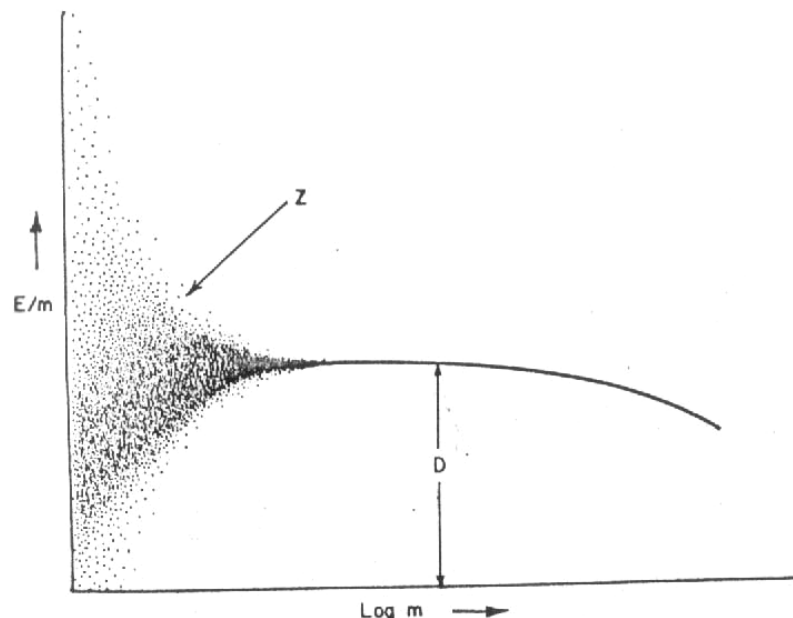


Рис. 13.1. Зависимость плотности энергии, выделяемой в некотором объёме, от массы содержащегося в нём вещества

Отсюда следует, что по мере уменьшения числа событий должна увеличиваться роль статистических флуктуаций, и можно представить себе такие условия, при которых описание взаимодействия излучения с веществом усредненными величинами не представляется возможным. Применительно к экспозиционной дозе такая ситуация возможна при малой интенсивности излучения и низком давлении газа в измерительном объеме.

На рис. 13.1 представлена плотность энергии, поглощаемой в некотором объёме, как функция массы содержащегося в нём вещества. Горизонтальная линия охватывает интервал больших масс, где поглощённую дозу можно определить по однократному измерению [3]. Размытая область в диапазоне малых масс представляет область применения микродозиметрии, где важны статистические флуктуации.

В области радиобиологии практически важной является передача энергии при малом числе актов взаимодействия излучения с веществом. Но в этом случае нельзя пренебрегать флуктуациями в передаче энергии, которые могут оказаться решающими при количественном описании радиобиологических эффектов.

В течение нескольких десятков лет ведутся экспериментальные исследования с целью достигнуть лучшего понимания радиобиологических процессов, происходящих при воздействии ионизирующих излучений на живые клетки. Один из аспектов этих исследований заключается в изучении биологических реакций при изменении физических параметров, характеризующих поле излучения. При этом следующие физические характеристики являются предметом систематического излучения: количество излучения как переменная величина в определении соотношений доза – эффект, распределение излучения во времени (фракционирование дозы) и качество излучения как переменная величина при определении коэффициента качества различных видов излучений. Биологиче-

ский эффект зависит от всех этих факторов, однако они не представляются достаточными для полного описания радиобиологических процессов. Связь основных физических факторов, характеризующих поле излучения, с биологическим эффектом воздействия излучения на живые организмы является только частью более широких взаимосвязей, включающих сложные биохимические процессы.

Из трех упомянутых физических параметров в последнее время особое внимание уделяют качеству излучения. Исследования, связанные с изучением роли качества излучения, позволили получить более детальную информацию о распределении поглощенной дозы по линейной передаче энергии (спектр ЛПЭ). Информация о распределении дозы по ЛПЭ была детализирована данными по микроскопическому распределению поглощенной энергии в облучаемой среде.

Еще в ранний период развития радиобиологии было указано, что локальное выделение энергии вдоль трека ионизирующей частицы или вблизи него и характер распределения этих областей с высокой плотностью энергии по объему живой клетки существенно влияют на биологический эффект. Однако количественная интерпретация радиобиологических эффектов на основе этих представлений затруднена вследствие нехватки физических данных по микрораспределению поглощенной энергии.

Хотя общие законы прохождения заряженных частиц через вещество известны давно, задача получения информации о микроскопическом распределении плотности поглощенной энергии оказалась трудной. Теоретически такое распределение удастся получить лишь в ограниченном числе случаев при различных упрощающих предположениях; некоторые экспериментальные данные получены **относительно** недавно.

Исследование микроскопического распределения поглощенной энергии при взаимодействии ионизирующих излучений с веществом и является предметом микродозиметрии. Цель исследования – получение более детальных качественных характеристик излучения, которые позволили бы более полно количественно описать результат воздействия излучения на вещество. Развитие микродозиметрии определялось главным образом потребностями радиобиологии, но ее выводы можно применить к любой реакции облучаемого вещества, зависящей от микроскопического распределения энергии [7].

Способ, которым в микродозиметрии решается поставленная задача, заключается в изучении флуктуации поглощенной энергии в индивидуальных актах взаимодействия излучения с веществом.

13.2. СТАТИСТИЧЕСКАЯ ПРИРОДА ПЕРЕДАЧИ ЭНЕРГИИ

Представим себе малый объем V , находящийся в поле излучения с некоторым распределением ЛПЭ. В этот объем случайным образом попадают ионизирующие частицы, которые создают статистически распределенное число актов ионизации, равное j .

Возможны два типа пространственного распределения актов ионизации:

1) все ионизационные акты случайным образом распределены в пространстве и между ними нет никакой корреляции;

2) ионизация возникает вдоль треков ионизирующих частиц.

Первый тип распределения характерен для случая, когда облучаемый объем равномерно пронизывается большим числом ионизирующих частиц малой энергии, пробег которых много меньше линейных размеров облучаемого объема. В данном случае число актов ионизации j есть случайно меняющаяся величина, соответствующая первичной передаче энергии. Вероятность того, что j актов ионизации будет происходить в объеме V , определяется распределением Пуассона

$$P(j) = \frac{(qV)^j}{j!} \exp(-qV), \quad (13.1)$$

где q – среднее число актов ионизации на единицу объема. Тогда среднее значение дозы в ее обычном понимании будет равно

$$D = W \sum_{j=0}^{\infty} \frac{j}{V\rho} P(j), \quad (13.2)$$

где W – средняя энергия ионообразования; ρ – плотность вещества.

Очевидно, что среднее значение величины j равно

$$\bar{j} = \sum_{j=0}^{\infty} j P(j) = qV.$$

Следовательно,

$$D = Wq/\rho. \quad (13.3)$$

При таком подходе фундаментальной величиной является средняя плотность ионов q , которую можно измерить ионизационной камерой.

Практически более важен второй случай, когда имеется небольшая плотность потока ионизирующих частиц, пробег которых сравним или больше линейных размеров объема V .

Рассмотрим этот случай более подробно. Можно выделить две основные величины, связанные с первичной передачей энергии:

1) локально поглощенную энергию, получающуюся в результате интегрирования величины ЛПЭ для каждой частицы вдоль части трека, проходящей в пределах объема V :

$$y = \int_0^x L dx, \quad (13.4)$$

где y – локально поглощенная энергия; L – значение ЛПЭ;

2) общую поглощенную энергию в объеме V , определяемую как сумма значений y всех частиц, пересекающих объем V :

$$\varepsilon = \sum_{k=1}^n y_k, \quad (13.5)$$

где ε – общая поглощенная энергия от n частиц.

Пусть $P(E, y)dy$ – вероятность того, что частица с энергией E создает локально поглощенную энергию в пределах от y до $y + dy$, тогда для распределения числа частиц по y можно написать

$$n(y) = \int \phi(E) s_0 P(E, y) dE, \quad (13.6)$$

где $n(y)$ – число частиц, создающих локально поглощенную энергию, равную y , рассчитанное на единичный интервал энергии; $\phi(E)$ – энергетический спектр частиц; s_0 – площадь поперечного сечения объема V .

В уравнении (13.6) $n(y)$ может быть выражено через число пар ионов j , образованных вдоль каждого трека в пределах объема V . Обозначим $P(E, j)$ вероятность образования j пар ионов частицей, обладающей энергией E ; тогда

$$P(y)dy = P(E, j)dj.$$

Так как $y = Wj$, то $dy = Wdj$, и

$$P(E, y) = \frac{1}{W} P(E, j). \quad (13.7)$$

Подставив формулу (13.7) в формулу (13.6), получим

$$n(j) = \frac{s_0}{W} \int \phi(E) s_0 P(E, j) dj. \quad (13.8)$$

При малом числе событий проявляется дискретный характер передачи энергии.

Пусть $n(y)\Delta y$ – число частиц, создающих локально поглощенную энергию в пределах от y до $y + \Delta y$. Теперь можем написать следующее выражение для дозы:

$$D = \frac{1}{V\rho} \sum_T n(y)y\Delta y = \sum_T D(y)\Delta y, \quad (13.9)$$

где $D(y)$ – спектр дозы по y , или доза, обусловленная частицами, создающими локально поглощенную энергию y , на единичный интервал этой энергии. Из формулы (13.9) следует, что

$$D(y) = \frac{1}{V\rho} n(y)y. \quad (13.10)$$

Используя формулу (13.6), получим

$$D(y) = \frac{s_0}{V\rho} \int \phi(E) P(E, y) y dE. \quad (13.11)$$

Используя формулу (13.7), можно найти распределение дозы по числу пар ионов:

$$D(j) = \frac{s_0}{V\rho} \int \phi(E) P(E, j) j dE. \quad (13.12)$$

Чтобы вывести дозовое или частотное распределение в явном виде, необходимо знать функцию $P(E, j)$.

Экспериментально распределение по локально поглощенной энергии можно получить с помощью пропорционального импульсного детектора, ам-

плитуда импульса в котором пропорциональна величине каждого события (т.е. величине y или j). Тогда амплитудное распределение импульсов соответствовало бы распределению $n(y)$.

13.3. ФЛУКТУАЦИИ ПОГЛОЩЁННОЙ ЭНЕРГИИ

Статистическая природа ионизирующих излучений и их взаимодействие с веществом имеют следствием статистический характер передачи энергии. Ионизирующее излучение передает веществу энергию малыми, но конечными порциями в отдельных актах взаимодействия. Стохастический характер этого процесса приводит к тому, что как число актов взаимодействия, так и энергию, передаваемую в каждом акте взаимодействия излучения с веществом, можно заранее предсказать лишь с определенной вероятностью.

Рассмотрим некоторый малый объем вещества ΔV , находящийся в таком поле излучения, что поглощенная в этом веществе доза за некоторое время облучения равна D . Средняя поглощенная энергия в объеме ΔV облученного вещества равна произведению $D \cdot m$, где m – масса вещества, заключенного в объеме ΔV . Фактически же поглощенная энергия в объеме ΔV может отличаться от этой величины. Выделим теперь не один малый объем, а большое число малых объемов, случайным образом расположенных в облучаемом веществе. При дозе D фактически поглощенная энергия в каждом малом объеме оказывается различной, однако в среднем при достаточно большом числе малых объемов поглощенная энергия, приходящаяся на один малый объем, равна $D \cdot m$. Таким образом, мы имеем дело с флуктуацией энерговыделения, которая тем значительнее, чем меньше размер малых объемов и меньше значение дозы.

Рассмотрим несколько подробнее природу флуктуации поглощенной энергии. Выделим по-прежнему малый объем вещества, находящийся в поле треков заряженных частиц. Для определенности положим, что заряженные частицы – тяжелые, например протоны. Допустим вначале, что все частицы входят в рассматриваемый объем ΔV с одним и тем же значением ЛПЭ, равным L ; считаем при этом, что ЛПЭ не изменяется за время пролета частицы через данный объем. Энергия, выделяемая при пролете отдельного протона, в этом случае равна Lx , где x – длина пути частицы в рассматриваемом объеме. Различные частицы случайным образом проходят различный путь в пределах объема ΔV ; длина пути x – случайная величина. Если число частиц, пересекающих объем ΔV , равно n , то поглощенная энергия в рассматриваемом случае будет $nL\bar{x}$, где $\bar{x}$ – средний путь, проходимый одной частицей. Чем больше число частиц, тем ближе средний путь приближается к средней длине геометрической хорды $\bar{l}$. Для выпуклых объемов

$$\bar{l} = \frac{4\Delta V}{S}, \quad (13.13)$$

где S – площадь поверхности, ограничивающей объем ΔV . В частности, для сферы радиусом r средняя хорда $\bar{l} = 4r/3$.

Если даже допустить, что каждый из малых объемов ΔV пересекается одинаковым числом частиц n , средний путь $\bar{x}$, проходимый этими частицами, оказывается различным вследствие флуктуации случайной величины x . Следовательно, различной будет и поглощенная энергия. Очевидно, в данном случае флуктуация поглощенной энергии будет тем значительнее, чем меньшее число частиц пересекает объем ΔV .

Мы рассмотрели геометрический фактор, влияющий на флуктуацию энергосодержания. Количественную оценку его значимости можно сделать, если известно распределение случайной величины x . Известно, что для сферического объема в изотропном поле треков распределение длины пути имеет вид

$$P(x) = \frac{x}{2r^2}, \quad (13.13)$$

где $P(x)$ — плотность вероятности распределения величины x .

Изотропное поле треков — наиболее типичный случай в микродозиметрии. Количественной характеристикой флуктуации случайной величины может служить относительная дисперсия ν_x :

$$\nu_x = \frac{\sigma_x^2}{\bar{x}^2}, \quad (13.14)$$

где σ_x^2 — дисперсия случайной величины.

Можно показать, что для сферического объема в изотропном поле треков $\nu_x = 1/8$.

До сих пор мы предполагали, что в каждый объем попадает одинаковое число частиц, все частицы имеют одинаковое значение ЛПЭ и что для каждой частицы ЛПЭ остается постоянной в пределах рассматриваемого объема; при этих условиях относительная дисперсия поглощенной энергии примерно равна $1/8$. В действительности эти условия не соблюдаются.

Число частиц, пересекающих данный объем, также является случайной величиной; обычно принимают, что число пересекающих частиц подчиняется пуассоновскому распределению. Для распределения Пуассона дисперсия равна среднему значению случайной величины, и, следовательно, относительная дисперсия числа частиц обратно пропорциональна их среднему числу:

$$\nu_n = \frac{1}{\bar{n}}. \quad (13.15)$$

Чем меньше $\bar{n}$, тем значительнее флуктуации числа попаданий частиц в малые объемы и, следовательно, тем значительнее флуктуации энергосодержания. Микродозиметрия имеет дело с малым числом событий попадания. Из формулы (13.15) видно, что уже при $\bar{n} = 1$ роль флуктуации числа частиц значительно превышает роль геометрического фактора.

Одна из причин флуктуации ЛПЭ заключается в том, что вдоль случайно выбранного пути могут пролететь частицы с различной энергией и, следовательно, с различной ЛПЭ, здесь предполагается, что частицы с одинаковой энергией имеют одинаковую ЛПЭ. Относительная дисперсия ν_L выражает отклонение действительного значения ЛПЭ, с которым частица пересекает рас-

сматриваемый объем, от частотного среднего $\bar{L}$. Для нахождения относительной дисперсии необходимо знать действующий ЛПЭ-спектр излучения.

Применимость допущений, сделанных в связи с рассмотрением роли ЛПЭ, существенно зависит от размера данного объема. С увеличением объема все большая часть энергии частицы теряется в его пределах и предположение о неизменности ЛПЭ становится менее справедливым. Изменение энергетических потерь частицы вдоль ее пути в пределах данного объема влияет на флуктуации переданной энергии. Если объем настолько велик, что значительное число частиц заканчивает в нем свой путь, то может сказаться возрастание энергетических потерь в конце пробега (пик Брэгга). Однако этот случай не типичен для микродозиметрии.

Если объем достаточно мал, так что каждая частица в его пределах теряет лишь незначительную часть своей энергии, то можно не считаться с изменением ЛПЭ вдоль пути частицы. Однако с уменьшением объема уменьшается число актов взаимодействия каждой частицы с веществом за время ее пролета через рассматриваемый объем. Это приводит к возрастанию флуктуации энергетических потерь частиц, имеющих одинаковую энергию. Другими словами, частицы одного сорта, входящие в рассматриваемый объем с одинаковой энергией и пролетающие по одному и тому же пути, теряют в этом объеме разную энергию. Разброс энергетических потерь, обусловленный флуктуациями числа актов взаимодействия, называется страгглингом. Роль страгглинга во флуктуации поглощенной энергии, следовательно, возрастает с уменьшением рассматриваемого объема. Итак, флуктуации поглощенной энергии определяются геометрическими и физическими факторами. Укажем общие закономерности проявления флуктуации: они тем значительнее, чем меньше рассматриваемый объем, меньше доза излучения и чем больше ЛПЭ частиц, входящих в состав излучения. Для характерных объемов, рассматриваемых в микродозиметрии, геометрический фактор имеет малое значение по сравнению с физическим, и форма объема практически не влияет на флуктуации поглощенной энергии.

13.4. МИКРОДОЗИМЕТРИЧЕСКИЕ ВЕЛИЧИНЫ И ФУНКЦИИ ИХ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ

Микродозиметрия имеет дело со стохастическими физическими величинами, отражающими статистический характер взаимодействия излучений с веществом; к ним относятся: *переданная энергия (энерговыведение) ε , линейная концентрация энергии*, или просто *линейная энергия, u и удельная энергия z* .

В качестве случайного события принимается факт попадания заряженной частицы в рассматриваемый объем, который принято называть микрообъемом; упомянутые микродозиметрические величины могут быть отнесены как к одиночному событию, так и к совокупности событий, число которых зависит от поглощенной дозы излучения.

Переданная энергия, или энерговыведение, – стохастическая величина, равная фактически поглощенной энергии в данном микрообъеме. Следует различать энерговыведение при одиночном событии ε_1 , которое от дозы не зави-

сит, и дозовозависимое энерговыделение ε_D . Как уже говорилось, энергия, поглощенная в отдельном событии пролета частицы через данный микрообъем, выступает как случайная величина. В качестве случайной величины проявляет себя поглощенная энергия и при любом фиксированном числе событий. Действительно, если многократно измерять поглощенную в данном микрообъеме энергию в результате, например, 100 событий, то каждый раз будем получать новое значение.

Случайной величиной является также энерговыделение при фиксированной дозе излучения. Отличие ε_D от поглощенной энергии $m \cdot D$ в том, что $m \cdot D$ – это макроскопическая величина, характеризующая среднюю поглощенную энергию, а ε_D – случайная величина, которая может быть предсказана лишь с определенной вероятностью.

Возможны два варианта получения закона распределения величины ε_D . В одном из них регистрируется фактически поглощенная энергия в фиксированном микрообъеме при многократном облучении в одной и той же дозе, в другом – фактически поглощенная энергия одновременно в большом числе одинаковых микрообъемов, находящихся в однородном поле излучения, при данной дозе. Оба варианта равноценны в том смысле, что дают одинаковый закон распределения случайной величины ε_D .

Линейная энергия – стохастическая величина, определяемая формулой

$$y = \frac{\varepsilon_1}{\bar{l}}, \quad (13.16)$$

где ε_1 – энерговыделение от отдельного события в микрообъеме, средняя длина хорды которого равна $\bar{l}$.

Линейная энергия имеет ту же размерность, что и ЛПЭ. Разница между ними в том, что ЛПЭ – макроскопическая величина, определяющая среднюю передачу энергии заряженными частицами на единице длины их пути в веществе, в то время как y – микроскопическая величина, характеризующая действительную передачу энергии в данном отдельном событии данному микрообъему.

Линейная энергия y есть энергетическая мера величины отдельных событий пролета частиц через данный микрообъем.

Удельная энергия – стохастическая величина, определяемая формулой

$$z = \frac{\varepsilon}{m}, \quad (13.17)$$

где ε – энергия, фактически поглощенная микрообъемом, масса вещества в котором равна m . Если линейная энергия есть микродозиметрический аналог ЛПЭ, то удельная энергия – микродозиметрический аналог дозы.

Удельная энергия может быть отнесена к отдельному событию z_1 , к фиксированному числу событий z_v и к поглощенной дозе Z_D .

Все рассмотренные величины подчиняются законам распределения случайных величин.

Пусть $F(\varepsilon)$ – вероятность того, что энерговыделение в данном микрообъеме при заданных условиях облучения равно или меньше ε . Тогда плотность распределения этой вероятности будет равна

$$f(\varepsilon) = \frac{dF(\varepsilon)}{d\varepsilon}. \quad (13.18)$$

Величина $f(\varepsilon)d\varepsilon$ есть вероятность того, что энерговыделение находится в пределах от ε до $\varepsilon + d\varepsilon$. В зависимости от того, какое ε имеется в виду, можно говорить о спектре энерговыделений одиночного события $f(\varepsilon_1)$, спектре энерговыделений при фиксированном числе ν событий $f(\varepsilon_\nu)$ и дозовозависимом распределении $f(\varepsilon_D, D)$. Им соответствуют интегральные функции распределения $F(\varepsilon_1)$, $F(\varepsilon_\nu, \nu)$, $F(\varepsilon_D, D)$.

Аналогично вводятся функции распределения величин линейной энергии y и z .

Дифференциальные функции выражаются через интегральную функцию распределения очевидным соотношением

$$\begin{aligned} f(y) &= \frac{dF(y)}{dy}; \\ f(z_1) &= \frac{dF(z_1)}{dz_1}; \\ f(z_\nu, \nu) &= \frac{dF(z_\nu, \nu)}{dz_\nu}; \\ f(z_D, D) &= \frac{dF(z_D, D)}{dz_D}. \end{aligned} \quad (13.19)$$

Интегральные функции выражаются через плотность распределения очевидным соотношением

$$F(\varepsilon) = \int_0^\varepsilon f(\varepsilon) d\varepsilon. \quad (13.20)$$

Условие нормировки выражает следующая формула:

$$\int_0^\infty f(\varepsilon) d\varepsilon = 1. \quad (13.21)$$

Все рассмотренные функции характеризуют частоту появления событий при заданных условиях, поэтому их можно назвать частотными функциями распределения. Можно также говорить об энергетических функциях распределения, которые получают следующим образом.

Выберем N одинаковых микрообъемов. При заданных условиях в каждом из них поглощается своя энергия ε ; $f(\varepsilon)$ — плотность вероятности того, что в произвольно выбранном микрообъеме энерговыделение равно ε . Произведение $\varepsilon N f(\varepsilon) d\varepsilon$ есть суммарное энерговыделение в тех микрообъемах, в каждом из которых поглощается энергия от ε до $\varepsilon + d\varepsilon$. После интегрирования по всем возможным значениям энерговыделения получим общую поглощенную энергию во всех N микрообъемах:

$$\Delta E_N = \int_0^\infty \varepsilon f(\varepsilon) d\varepsilon. \quad (13.22)$$

Энергетическую функцию распределения $f_E(\varepsilon)$ можно записать в следующем виде:

$$f_E(\varepsilon) = \frac{\varepsilon N f(\varepsilon)}{\Delta E_N} = \frac{\mathcal{E} f(\varepsilon)}{\int_0^\infty \mathcal{E} f(\varepsilon) d\varepsilon}. \quad (13.23)$$

Смысл этой функции определяется тем, что $f_E(\varepsilon)d\varepsilon$ выражает долю поглощенной энергии от суммарного энергосвечения, приходящуюся на те микрообъемы, в которых поглощенная энергия находится в интервале $\varepsilon, \varepsilon + d\varepsilon$. Из формулы (13.22) непосредственно следует

$$\int_0^\infty f_E(\varepsilon) d\varepsilon = 1. \quad (13.24)$$

Аналогично вводятся энергетические функции распределения случайных величин $\varepsilon_1, \varepsilon_\nu, \varepsilon_D, y, z_1, z_\nu, z_D$. Энергетические функции распределения в отличие от частотных будем пометать буквой E .

В зависимости от того, рассматривается ли частотная или энергетическая функция распределения, соответствующие средние значения случайных величин могут быть частотными средними или энергетическими средними. Частотное среднее

$$\bar{\varepsilon} = \int_0^\infty \mathcal{E} f(\varepsilon) d\varepsilon. \quad (13.25)$$

Энергетическое среднее

$$\bar{\varepsilon}_E = \int_0^\infty \mathcal{E} f_E(\varepsilon) d\varepsilon. \quad (13.26)$$

Нетрудно получить соотношение между частотным и энергетическим средними одной и той же микродозиметрической величины. Сопоставляя формулы (13.23), (13.25), напомним

$$f_E(\varepsilon) = \frac{\mathcal{E} f(\varepsilon)}{\bar{\varepsilon}}. \quad (13.27)$$

Подставив формулу (13.27) в (13.26), получим

$$\bar{\varepsilon}_E \bar{\varepsilon} = \int_0^\infty \varepsilon^2 f(\varepsilon) d\varepsilon. \quad (13.28)$$

Аналогичный вид имеют соотношения между средними для других микродозиметрических величин. Заметим, что энергетическое среднее всегда больше частотного среднего $\bar{\varepsilon}_E > \bar{\varepsilon}$.

Между частотным средним дозовозависимой удельной энергии $\bar{z}_D$ и поглощенной дозой D существует связь, определяемая формулой

$$\lim_{m \rightarrow 0} \bar{z}_D = \lim_{m \rightarrow 0} \int_0^\infty z_D f(z_D; D) dz = D, \quad (13.29)$$

где m – масса микрообъема. Формула (13.29) может служить математическим определением поглощенной дозы.

Поскольку микродозиметрия имеет дело с весьма малыми микрообъемами, чаще всего можно положить

$$\bar{z}_D = D, \quad (13.30)$$

Частотное среднее удельной энергии спектра одиночного события $\bar{z}_1$ связано с частотным средним удельной энергии дозовозависимого распределения формулой

$$\bar{z}_D = \bar{\bar{v}} \bar{z}_1, \quad (13.31)$$

где $\bar{\bar{v}}$ – ожидаемое число событий в данном микрообъеме.

На рис. 13.2 показано частотное распределение линейной энергии $f(y)$ в тканезэквивалентном микрообъеме диаметром 1 мкм для γ -излучения ^{60}Co (кривая 1) и нейтронов с энергией 1 МэВ (кривая 2). Из рисунка видно, что спектры перекрываются для излучений с существенно различными значениями ЛПЭ; другими словами, есть определенная вероятность того, что в заданном микрообъеме энерговыделение в одном событии в γ -поле окажется таким же, как и в нейтронном поле. Графики также подтверждают, что спектр энерговыделений более размыт для излучений с меньшим значением ЛПЭ.

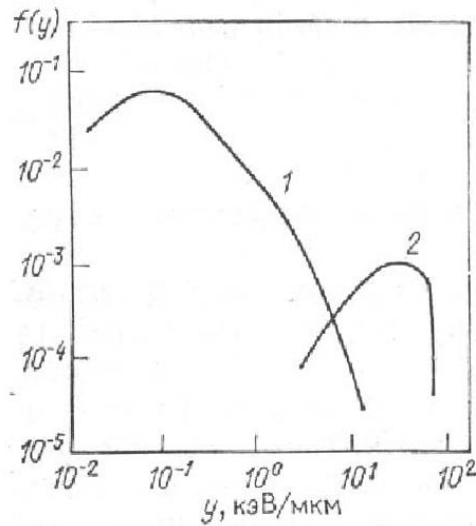


Рис. 13.2. Частотное распределение линейной энергии: 1 – γ -излучение ^{60}Co ; 2 – нейтроны

Связь между дозовым ЛПЭ-спектром $D(L)$ и распределением дозы по линейной энергии $D(y)$ даётся следующим выражением:

$$D(y) = \frac{8}{9} y^2 \int_{2/3y}^{\infty} \frac{D(L)}{L^2} dL. \quad (13.29)$$

Рис. 13.3 дает представление о дозовозависимом распределении удельной энергии $f(z, D)$. Видно, что при меньших дозах распределение более размыто. С увеличением дозы положение максимума приближается к среднему значению $\bar{z}$, равному значению дозы.

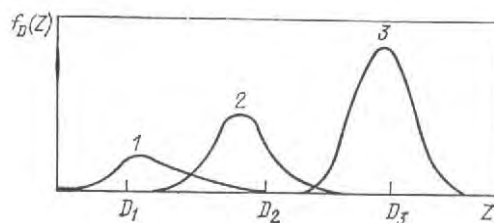


Рис.13.3. Дозовозависимое распределение удельной энергии: 1 – при дозе D_1 ; 2 – при дозе D_2 ; 3 – при дозе D_3

13.5. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ МИКРОДОЗИМЕТРИИ

Задача экспериментальной микродозиметрии заключается в том, чтобы получить спектр $N(Y)$ —зависимость числа событий от размера события Y . Напомним, что событием является факт пересечения заряженной частицей микрообъема, а размер события определяется энергией, переданной этой частицей веществу, находящемуся в микрообъеме. Из этого распределения на основании соотношений предыдущего параграфа можно дать полное описание распределения поглощенной энергии в микрообъеме.

Использование сферического пропорционального счетчика, предложенного Росси и Розенцвейгом, является основным методом экспериментальной микродозиметрии (рис. 13.4). Первоначально этот счетчик был разработан для определения спектрального распределения дозы по ЛПЭ, т.е. для измерения макроскопических величин. Типовой счётчик имеет диаметр 10,16 см. Стенки камеры толщиной 0,635 см изготовлены из тканеэквивалентной пластмассы, поведение которой по отношению к нейтронному излучению энергией до 14 МэВ аналогично поведению биологической ткани. Сквозь камеру прокачивается тканеэквивалентный газ (64,4% метана, 32,4% двуокиси кислорода, 3,2% азота в процентах парциального давления). Прокачка необходима для обеспечения чистоты газа, что является обязательным требованием обеспечения воспроизводимости и высокого разрешения.

Внизу показаны штуцера для подключения газовых шлангов, в центре электроды для подключения источника напряжения. В верхней части камеры располагается источник α -излучения.

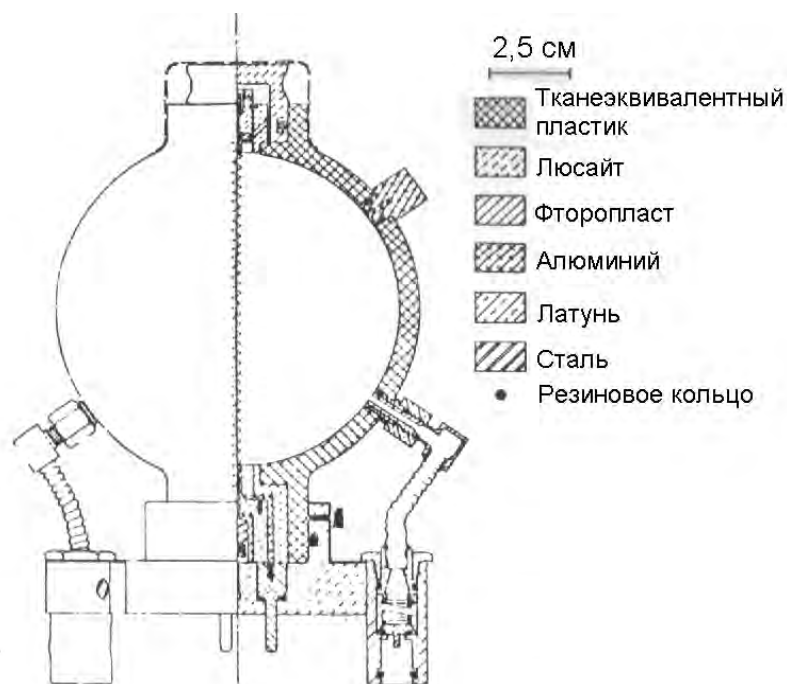


Рис. 13.4. Тканезквивалентный сферический пропорциональный счётчик

Чтобы использовать этот счетчик для целей микродозиметрии, необходимо обеспечить эквивалентность измерительного объема счетчика микрообъему облучаемого объекта. Другими словами, при заданных условиях облучения (интенсивности, виде излучения, времени облучения и т.п.) распределение событий в макрообъеме счетчика должно быть таким же, как в микрообъеме облучаемого вещества. Обеспечить это условие можно выбором подходящего размера счетчика и давления наполняющего газа.

Давление в газовой полости счётчика, изображённого на рис. 13.4, поддерживается от 2 мм рт. ст. до атмосферного, хотя в большинстве случаев счётчики работают при давлении 10 мм рт. ст. В этом случае счётчик имитирует сферическую полость единичной плотности диаметром 1,5 мкм.

Характеристические размеры микрообъемов в биологической ткани, представляющих практический интерес, имеют порядок десятков нанометров и ниже. Чтобы создать эквивалентные условия, давление газа в счетчике должно быть чрезвычайно низким. Так, для счетчика диаметром 3 см давление, обеспечивающее эквивалентный размер микрообъема в ткани порядка 100 нм, должно быть примерно 670 Па. Понижение давления газа приводит к определенным практическим затруднениям, связанным со спецификой работы пропорционального счетчика (например, изменяется коэффициент газового усиления). Минимальный объем счетчика ограничен условием, при котором отношение площади поверхности внешнего электрода к объему не должно быть слишком большим; в противном случае возникает проблема обеспечения постоянного состава тканезквивалентного газа, который может нарушиться вследствие взаимодействия газа с веществом стенки.

Помимо практических трудностей, связанных с работой счетчика и электронно-счетной аппаратуры, возникают и принципиальные затруднения.

В конечном итоге нас интересует энергия, переданная микрообъему в конденсированной среде, а экспериментально мы определяем ионизацию в газе. Переход от ионизационного эффекта к поглощенной энергии требует знания средней энергии ионообразования W . До сих пор нас интересовала эта величина только для воздуха в связи с ионизационными методами дозиметрии. Мы полагали, что W не зависит от энергии частиц, и принимали ее равной 34 эВ. Применительно к микродозиметрии такое предположение может привести к серьезным ошибкам при определении переданной энергии в индивидуальных событиях, особенно частицами низких энергий. Кроме того, необходимо знать величину W для того газа, которым наполнен счетчик. Известно, что для электронов в этилене $W_{\infty} = 26,7 \pm 0,3$ эВ; в ацетилене $W_{\infty} = 25,4 \pm 0,3$ эВ.

Для α -частиц в диапазоне энергий 5–8 МэВ средняя энергия ионообразования приближенно определяется формулами:

в аргоне

$$W = 27,5 + \frac{1,9}{\sqrt{E}};$$

в воздухе

$$W = 32,75 + \frac{6,5}{\sqrt{E}},$$

где E выражена в мегаэлектронвольтах.

Очень важными являются значения W для нейтронов. Здесь следует говорить об эффективном значении средней энергии ионообразования, которое учитывает вклад всех вторичных заряженных частиц. Расчеты, выполненные для нейтронов, дают следующие значения W_x в различных соединениях: C_2H_4 – 28,0 эВ; C_2H_2 – 27,5 эВ; CH_4 – 29,4 эВ; CO_2 – 34,3 эВ.

Энергетическая зависимость средней энергии ионообразования в области низких энергий электронов удовлетворительно описывается формулой

$$W = \frac{W_{\infty}}{1 - \frac{eU_i}{E_e}}. \quad (13.30)$$

где eU_i – энергия ионизации, равная для тканеэквивалентного газа 14,5 эВ.

Была предпринята попытка экспериментально измерить энергию ионообразования электронов в тканеэквивалентном газе. В результате получено значение

$$W_{\infty} = 31,3 \pm 0,7 \text{ эВ.}$$

Наконец, следует учитывать различие в передаче энергии атомам газа и твердого тела, обусловленное эффектом плотности. Это различие может быть учтено теоретически. Наличие стенки в ионизационной камере, строго говоря, приводит к неадекватности газового объема и эквивалентного объема в биологической ткани. Поэтому один из путей развития ионизационно-импульсного метода – это создание бесстеночных пропорциональных счетчиков.

Выбор сферической геометрии счетчика обусловлен возможностью простой интерпретации спектра и удобством теоретического анализа. Однако реальные формы микрообъемов отличаются от сферы. В то же время основные микроскопические величины y и z и их соотношения даны для сферической геометрии. Возникает вопрос о распространении результатов измерения со сферическим счетчиком на объемы других форм.

Оценки показывают, что распределения $f(y)$ и $f(z)$ слабо зависят от формы микрообъема. Это обусловлено тем, что вариация энергетических потерь заряженных частиц более существенна, чем вариация, связанная с изменением пути частиц в объеме. Это обстоятельство позволяет применять сферические детекторы для получения спектров энергосвечения в микрообъемах произвольной формы.

В экспериментальной микродозиметрии наряду со сферическими счетчиками начинают применять цилиндрические счетчики, так как они имеют некоторые преимущества. В них легко получить пропорциональный режим и проще обеспечить достаточно малые размеры.

Применение цилиндрических счетчиков требует, однако, применения численных методов для получения распределения числа частиц по длине пути. Простые аналитические методы, развитые для сферической геометрии, здесь неприменимы.

Экспериментальные методы микродозиметрии непрерывно развиваются и совершенствуются. Ионизационно-импульсный метод является основным, и его успешное применение возможно лишь в сочетании с теоретическими методами анализа микродозиметрических функций.

13.6. ПРИКЛАДНОЕ ЗНАЧЕНИЕ МИКРОДОЗИМЕТРИИ

Прикладное значение микродозиметрии определяется возможностью предсказания и объяснения радиационных эффектов в тех случаях, когда эти эффекты обусловлены поражением чувствительных микроструктур столь малых размеров, что существенными становятся флуктуации поглощенной энергии. Под «чувствительными» понимаются такие микроструктуры облучаемого объекта (живая клетка и субклеточные структуры), поражение которых является определяющим в проявлении заданного радиационного эффекта. Например, генетические последствия облучения организма обусловлены поражением отдельных участков хромосом – носителей наследственности. Хромосомы находятся в ядре, которое занимает лишь незначительную часть объема клетки. Физическая первопричина процессов, приводящих в конечном итоге к наблюдаемому эффекту, как уже упоминалось, – поглощенная энергия излучения. В приведенном примере для предсказания эффекта необходимо знать, следовательно, энергосвечение в хромосоме или, еще лучше, в её отдельных частях. Вследствие флуктуации поглощенной энергии знать поглощенную дозу недостаточно.

Проиллюстрируем это численными оценками флуктуации. В живой ткани объемом 1 см^3 при дозе фотонного излучения 10^2 Гр отклонение поглощенной

энергии от среднего значения, соответствующего данной дозе, составляет величину порядка десятитысячных долей процента. Для объема 1 мкм^3 при тех же условиях флуктуация поглощенной энергии может достигать 100% среднего значения. При дозе 10^{-2} Гр фотонного излучения флуктуация поглощенной энергии в живой клетке составляет около 10%. Однако в поле нейтронного излучения при той же дозе в девяти клетках из десяти фактически поглощенная энергия равна нулю, а в 10% клеток ее среднее значение соответствует дозе 1 Гр. Для более мелких клеточных структур – хромосом – при дозе нейтронов 10^{-2} Гр в 999 хромосомах из каждой 1000 поглощенная энергия равна нулю, а в оставшихся хромосомах поглощенная энергия в среднем соответствует дозе порядка 10 Гр, в то время как для отдельных хромосом она может быть еще выше. Таким образом, флуктуация поглощенной энергии может значительно превосходить среднее значение. Такая ситуация возможна в объектах с выраженной гетерогенностью, отдельные структурные части которых несут различную функциональную нагрузку и неодинаковы по своей значимости в проявлении радиационных эффектов. К таким объектам помимо живого организма можно отнести электронно-технические устройства с твердотельными элементами, например интегральные схемы.

Отождествляя каждый структурный элемент облучаемого объекта с микрообъемом, в котором происходит поглощение энергии излучения, в целом объект можно представить как систему множества микрообъемов. Очевидно, отклик на облучение такой системы – наблюдаемый радиационный эффект – будет определяться не только средней поглощенной энергией в единице массы вещества, но и фактическим распределением энерговыделения по микрообъемам. Это распределение описывается функциями типа $f(z; D)$, $f(\varepsilon; D)$.

Полагая по-прежнему, что поражение данной микроструктуры облучаемого объекта определяется энергией, фактически поглощенной в соответствующем микрообъеме, введем функцию $\Psi(z)$ – вероятность поражения микроструктуры при удельной энергии z .

Поражение отдельной микроструктуры будем называть элементарным поражением. Тогда $\Psi(z)$ отражает зависимость выхода элементарных поражений от фактического энерговыделения в микроструктуре z . Другими словами, $\Psi(z)$ равна доле пораженных микроструктур из числа тех, в которых удельная энергия равна z . При данной дозе D , однако, удельная энергия в микроструктурах будет различной, и ее распределение описывается функцией $f(z; D)$. Следовательно, полный выход η элементарных поражений при дозе D определяется следующей формулой:

$$\eta = \int_0^{\infty} \Psi(z) f(z; D) dz. \quad (13.31)$$

Поскольку $f(z; D)$ зависит от дозы, формулу (13.31) можно трактовать как дозовую зависимость выхода элементарных поражений.

Наблюдаемый радиационный эффект может быть не равен выходу элементарных повреждений, однако в значительной степени ими определяется.

Функция $\Psi(z)$ должна обращаться в нуль при $z=0$, что означает отсутствие первичного эффекта, если нет энергосвободения. Если эта функция непрерывная, то ее можно представить в виде степенного ряда

$$\Psi(z) = \sum_{n=1}^{\infty} a_n z^n. \quad (13.32)$$

где a_n — коэффициенты разложения. Подставляя формулу (13.32) в (13.31), получаем

$$\eta = \int_0^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} a_n z^n f(z; D) dz = \sum_{n=1}^{\infty} n \int_0^{\infty} z^n f(z; D) dz. \quad (13.33)$$

Интеграл в правой части формулы (13.33) представляет собой начальный момент n -го порядка μ_n распределения $f(z, D)$. Следовательно,

$$\eta = \sum_{n=1}^{\infty} a_n \mu_n. \quad (13.34)$$

Таким образом, радиационный эффект сопоставляется с моментами распределения микродозиметрической величины z . Известно, что полный набор моментов однозначно описывает функцию распределения. Значит, в качестве физических величин, определяющих радиационный эффект, в микродозиметрии выступают параметры, описывающие функцию распределения $f(z; D)$.

Из формулы (13.34) непосредственно следует, что если ограничиться только первым членом ряда, то

$$\eta = a_1 \mu_1 = a_1 \bar{z} = a_1 D. \quad (13.35)$$

В этом случае радиационный эффект пропорционален дозе.

Таким образом, дозовое описание радиационного эффекта является частным случаем микродозиметрического описания. В тех случаях, когда наблюдаемый радиационный эффект обусловлен поражением чувствительных микроструктур и при этом существенна флуктуация энергосвободения в этих микроструктурах, функции распределения микродозиметрических величин дают больше возможностей для предсказания эффекта и анализа механизмов его возникновения, чем обычная макроскопическая поглощённая доза.

В прикладном значении микродозиметрию можно рассматривать как инструмент, расширяющий возможности изучения радиационных эффектов на основе физических измерений. Вместе с тем не следует преувеличивать возможности микродозиметрии в раскрытии механизма радиационных повреждений. В тех случаях, когда известна или предположительно принята модель радиационного поражения, сопоставление радиационного эффекта с микродозиметрическими величинами и параметрами их распределения позволяет найти значения констант, входящих в теорию.

Теоретическая микродозиметрия устанавливает свойства функций распределения типа $f_1(\varepsilon_1)$ и $f(\varepsilon; D)$ и разрабатывает методы их вычисления при различных условиях облучения.

Экспериментальная микродозиметрия использует физические методы и средства для измерения функций распределения микродозиметрических величин.

13.7. ПРОБЛЕМА АДЕКВАТНОСТИ В ДОЗИМЕТРИИ

13.7.1. Сущность проблемы адекватности

Одна из важнейших задач дозиметрии, связанная с воздействием излучения на объекты живой и неживой природы, – установление зависимости между измеряемыми физическими величинами Q_i и выходом наблюдаемого радиационно-индуцированного эффекта η :

$$\eta = F(Q_i), \quad (13.36)$$

где $F(Q_i)$ – некоторая функция одной или комбинации нескольких физических величин Q_i .

Выход радиационно-индуцированного эффекта есть результат преобразования энергии излучения при его взаимодействии с веществом. Рассмотрим последовательность процессов, приводящих к некоторому наблюдаемому эффекту (рис. 13.5).

Первичное излучение, поле которого характеризуется функционалом $\phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$, теряет в облучаемом объекте энергию ΔE ; процесс потери энергии можно охарактеризовать сечениями взаимодействия и тормозной способностью вещества. Потерянная энергия в общем случае не равна энергии, переданной веществу; процесс передачи энергии характеризуется своим коэффициентом передачи μ_k и ЛПЭ излучения, а количественной мерой переданной энергии служит керма. Часть переданной энергии в пределах выделенного объема вещества формирует поглощенную энергию излучения, количественно выражаемую дозой D .

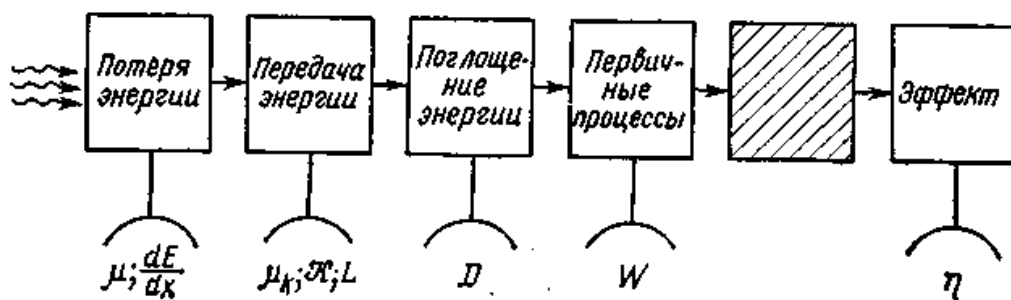


Рис. 13.5. Последовательность процессов, приводящих к радиационно-индуцированному эффекту

Поглощенная энергия излучения является первопричиной всех последующих классов, однако, как мы знаем, это не означает, что при равенстве поглощенной энергии в различных условиях облучения обязательно будут равны выходы радиационно-индуцированного эффекта даже для одного и того же облучаемого объекта. Многие первичные процессы, развивающиеся вслед за поглощением энергии, хорошо изучены (например, ионизация и возбуждение атомов вещества), и выход некоторых из них однозначно связан с дозой излучения. Однако за первичными процессами возможна сложная цепочка физических, химических и биологических превращений, приводящих в конечном ито-

ге к наблюдаемому эффекту η . Механизм этих превращений не всегда известен, а их точное описание часто невозможно. На рисунке они заключены в «черный ящик».

Установить связь по формуле (13.36) возможно лишь тогда, когда измеряемые дозиметрические величины однозначно определяют выход радиационно-индуцированного эффекта в заданном объекте в конкретных условиях его облучения. Возникает необходимость применять целый набор физических величин, характеризующих поле излучения или взаимодействие излучения с веществом, из которых в зависимости от условий облучения выбирают те, которые представляются наиболее адекватной мерой радиационно-индуцированного эффекта. В этом смысле мы говорим, что дозиметрия должна быть адекватной условиям радиационного воздействия и его ожидаемым последствиям. Было бы идеальным указать способ измерения одной единственной универсальной физической величины, которая удовлетворяла бы указанным требованиям. Как мы знаем, такой величины, инвариантной к разнообразным условиям облучения, различным видам облучаемого объекта, разнообразию радиационных эффектов, нет, и более того, по-видимому, не существует в природе.

Функциональная зависимость (13.36) лежит в основе любых дозиметрических измерений. Выбор величины Q_i подчиняется требованию адекватности. Это можно проследить на примере развития дозиметрии и усложнения ее задач в аспекте радиационной безопасности по мере накопления наших знаний о биологическом действии ионизирующих излучений.

До пуска первого ядерного реактора (1942 г.) основным видом ионизирующих излучений, используемых человеком, были рентгеновское излучение и γ -излучение радия. Представление о том, что поглощенная энергия достаточно полно характеризует биологический эффект облучения, определило основную задачу дозиметрии в тот период: определение поглощенной энергии в облучаемом объекте на основании измерения ионизационного эффекта излучения в воздухе. Была развита концепция измерения дозы излучения в единицах «рентген».

Появление новых источников ионизирующих излучений (реакторы, ускорители) привело к необходимости дифференцированного подхода к дозиметрии различных видов излучения. Ионизационный эффект не мог служить однозначной мерой поглощенной энергии всех видов излучения, и было введено понятие поглощенной дозы. К этому времени уже установили, что биологический эффект облучения определяется не только поглощенной энергией, но и другими физическими факторами, и прежде всего ЛПЭ ионизирующих частиц. В целях учета особенностей биологического действия различных видов излучений было введено понятие относительной биологической эффективности (ОБЭ). Это привело к концепции биологической дозы и вызвало к жизни новую дозиметрическую величину – биологический эквивалент рентгена (бэр).

На этой стадии развития дозиметрии возникла необходимость различать задачи, связанные с обеспечением радиационной безопасности, и чисто радиобиологические аспекты дозиметрии. Устанавливаются регламентированные

значения ОБЭ для разных видов излучения в зависимости от ЛПЭ заряженных частиц – коэффициент качества. Во многих случаях для оценки радиационной опасности знания поглощенной энергии и коэффициента качества практически достаточно. Это обеспечивает правомерность концепции поглощенной дозы. Таким образом, задачей экспериментальной дозиметрии в области радиационной защиты является определение дозы излучения и действующего коэффициента качества.

Относительная биологическая эффективность определяется в конкретных условиях радиобиологического эксперимента, и установление связи между ОБЭ и ЛПЭ возможно, если известен спектр частиц по ЛПЭ. Если такая связь установлена, то, измеряя распределение дозы излучения по ЛПЭ ионизирующих частиц, можно количественно определить биологический эффект. Таким образом, задачей экспериментальной дозиметрии становится измерение распределения дозы по ЛПЭ внутри облучаемого объекта.

Примером технических средств для решения этой задачи могут служить сферический пропорциональный счетчик (рис. 13.4) или система детекторов, чувствительность которых зависит от ЛПЭ. Зная распределение дозы по ЛПЭ, легко установить коэффициент качества, поэтому задачу дозиметрии в области противорадиационной защиты следует рассматривать как частный случай более общей задачи определения спектра дозы по ЛПЭ.

Современное состояние радиобиологии требует еще более детальной информации о процессе передачи энергии в биологическом объекте. Знание спектра дозы по ЛПЭ может оказаться недостаточным для анализа тонких механизмов, определяющих, реакцию биологического объекта на облучение. Возникает необходимость в количественной оценке энергии, передаваемой таким микроструктурам, как живая клетка и даже отдельные ее части. Количественную оценку переданной энергии в таких микрообъемах нельзя производить, с помощью макроскопических значений дозы и ЛПЭ. Возникает качественно новая область дозиметрии – микродозиметрия, в задачу которой входит определение переданной энергии и ее распределения в таких микрообъемах, для которых неприменима концепция поглощенной дозы. Предметом измерения здесь являются энергия, переданная в единичных актах взаимодействия излучения с веществом, и ее флуктуации.

Итак, в зависимости от поставленной задачи необходимо определять либо поглощенную энергию излучения в заданном объеме вещества, либо распределение этой энергии по ЛПЭ (ЛПЭ-спектр), либо спектр энергопоглощения в отдельных событиях передачи энергии. Соответствующие физические величины непосредственно в измерении относятся к некоторому модельному объему, в качестве которого выступает чувствительный объем дозиметрического детектора.

Можно, следовательно, представить, что в обобщенном виде задача экспериментальной дозиметрии сводится к измерению физических величин, характеризующих процесс передачи энергии излучения веществу в пределах модельного объема, размер которого связан с видом измеряемой величины. Это позволяет систематизировать задачи дозиметрии на основе критериев малости модельного объема. В табл. 13.1 приведен вариант такой систематизации. В ней

прослеживается определенная иерархия: измерение поглощенной энергии выступает как частный случай ЛПЭ-метрии, которая в свою очередь является частным случаем микродозиметрии.

По отношению к заданному определенному модельному объему условия облучения могут различаться лишь качеством излучения и временным режимом облучения. Однако на практике по отклику детектора, по измеряемой физической величине необходимо судить о последствиях воздействия излучения на другие объекты или их составные части (например, на различные органы и ткани в живом организме) – такова конечная цель. Вот тут-то и сказывается упомянутое выше все многообразие как условий облучения, так и параметров облучаемых объектов. При этих условиях адекватность в дозиметрии остается актуальной и не до конца решенной проблемой.

Таблица 13.1. Систематика задач дозиметрии

Определяемая величина	Критерий малости элементарного объема	Практическое приложение	Примеры экспериментальных средств
Поглощенная энергия	Достаточно мал, чтобы было равномерное распределение дозы, но достаточно велик, чтобы была применена концепция поглощенной дозы	Дозиметрия фотонного излучения для целей радиационной защиты; клиническая дозиметрия; технологическая дозиметрия; радиометрия смешанного излучения	Стеночные ионизационные камеры; химические дозиметры; люминесцентные дозиметры и т.п.
Распределение поглощенной энергии по ЛПЭ	Достаточно мал, чтобы считать, что для каждой ионизирующей частицы ЛПЭ остается постоянным, и достаточно велик, чтобы пренебречь флуктуациями в передаче энергии отдельными частицами	Дозиметрия любого вида излучения для целей радиационной защиты; дозиметрия для радиобиологических исследований	Сферический пропорциональный счетчик; набор детекторов, чувствительных к ЛПЭ; рекомбинационная камера; жидкостные камеры
Энергия, передаваемая ионизирующей частицей в отдельных актах взаимодействия с атомами среды	Настолько мал, что становятся существенными флуктуации энергии, переданной в пределах элементарного объема	Радиобиология; изучение таких реакций облучаемого объекта, которые определяются передачей энергии чувствительным микрообъемам; микродозиметрия	Сферический пропорциональный счетчик пониженного давления

Можно представить себе следующие пути ее решения: 1) наращивание числа дозиметрических величин с приближением его к числу возможных на практике радиационных ситуаций; 2) расширение инвариантности ограниченного числа дозиметрических величин путем их модификации и применения в различных сочетаниях; 3) создание искусственных условий измерения, для которых может быть найдено небольшое число измеряемых дозиметрических ве-

личин, инвариантных к изменению типичных и наиболее важных условий облучения, встречающихся на практике; имитация в измерительной процедуре реальных условий.

Первый путь представляется бесперспективным. Дозиметрия на этом пути развития может просто «захлебнуться» в своем собственном многообразии. Второй и третий пути уже являются объектом научного поиска и частично реализуются. Типичный пример модифицированной дозиметрической величины – эквивалентная доза, совокупность принципов и методов измерения которой составляет предмет эквидозиметрии. Примером совокупного применения различных физических величин может служить формула (13.34), связывающая несколько физических величин (моменты) с выходом эффекта.

Третий путь – имитация реальных условий – предусматривает применение фантомов. Фантом – это математическая или физическая модель, имитирующая характеристики радиационного взаимодействия с реально облучаемым объектом.

В дальнейшем мы еще вернемся к вопросам модификации дозиметрических величин и фантомного моделирования, а сейчас подробнее ознакомимся с природой дозиметрических величин.

13.7.2. Два класса дозиметрических величин

Пространственное, угловое и энергетическое распределение плотности потока частиц в каждый момент времени $\phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ является фундаментальным и полным описанием поля излучения. Зная функционал $\phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ в заданной точке пространства, определяемой радиусом-вектором $\vec{r}$, можно для этой точки рассчитать любую дозиметрическую величину, а также отклик дозиметрического детектора, помещенного в эту точку. Здесь мы имеем в виду исходное радиационное поле, свободное от каких-либо возмущений; воздействие этого поля на данный объект мы и называем облучением.

К первому классу дозиметрических величин отнесём такие, которые относятся к некоторой точке исходного поля. Это базовые (экспозиционная доза, керма, доза излучения) и нормируемая величина – эквивалентная доза. Сюда относятся все величины, которые описывают невозмущенное исходное радиационное поле. Все величины этого класса относятся к элементарному объему любого вещества, помещенного в заданную точку. Слово «элементарный» в данном случае указывает, что этот объем с его содержимым не искажает исходное радиационное поле. Допустим, нас интересует эквивалентная доза в тканеэквивалентном веществе в условиях энергетического равновесия в заданной точке поля нейтронного излучения. Зная законы и сечения взаимодействия нейтронов с веществом различного состава, можно по известному значению функционала $\phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ найти керму для тканеэквивалентного вещества, а также состав и энергию частиц, формирующих керму. Следовательно, нам известно ЛПЭ-распределение кермы, поскольку энергия данного типа заряженной частицы однозначно связана с ее ЛПЭ.

В условиях энергетического равновесия при малых потерях на тормозное излучение керма равна поглощенной дозе, а ЛПЭ-распределение кермы равно

дозовому ЛПЭ-спектру. ЛПЭ в свою очередь определяет значение коэффициента качества рассматриваемого излучения. Этих данных достаточно для вычисления искомой эквивалентной дозы. ЛПЭ-спектр можно непосредственно измерить, поместив в данную точку детектор ЛПЭ-спектрометра, что также позволяет найти эквивалентную дозу.

И при вычислениях, и при измерениях в данном случае важно обеспечить получение результата, который относился бы к данной точке при условии, что исходное поле не искажается. Найденная таким образом дозиметрическая величина будет относиться к первому классу величин, т.е. таких величин, которые полностью определяются характеристиками исходного поля излучения. Они формируются в процессе преобразования энергии ионизирующего излучения в веществе и связаны между собой так, как показано на рис. 13.6.

Теперь рассмотрим другой класс дозиметрических величин, которые назовем *фантомно-зависимыми*. Это такие величины, которые связаны с фантомом и относятся либо к фантому в целом, либо к заданной точке в фантоме. Они формируются в результате помещения фантома в исходное радиационное поле, которое при этом деформируется. На фантомно-зависимые величины влияют не только характеристики исходного поля, но и размеры, геометрия и состав фантома. К этому классу дозиметрических величин можно отнести также те, которые формируются внутри живого организма.

Ранее мы рассмотрели в качестве примера формирование эквивалентной дозы, которую определяли для тканеэквивалентного материала в некоторой точке исходного радиационного поля. Допустим теперь, что нас интересует эквивалентная доза для тканеэквивалентного материала в некоторой точке внутри, например, полиэтиленового шара, помещенного в исходное радиационное поле. Полиэтиленовый шар в данном случае является фантомом. Рассмотренную ранее процедуру определения эквивалентной дозы можно применить и здесь, если за основу взять реальное радиационное поле, сформированное в заданной точке внутри фантома. Понятно, что изменение размера, формы или состава фантома обуславливает изменение этого реального поля и, следовательно, изменение искомой дозиметрической величины, хотя исходное радиационное поле остается неизменным. В данном случае мы имеем дело с фантомно-зависимой эквивалентной дозой.

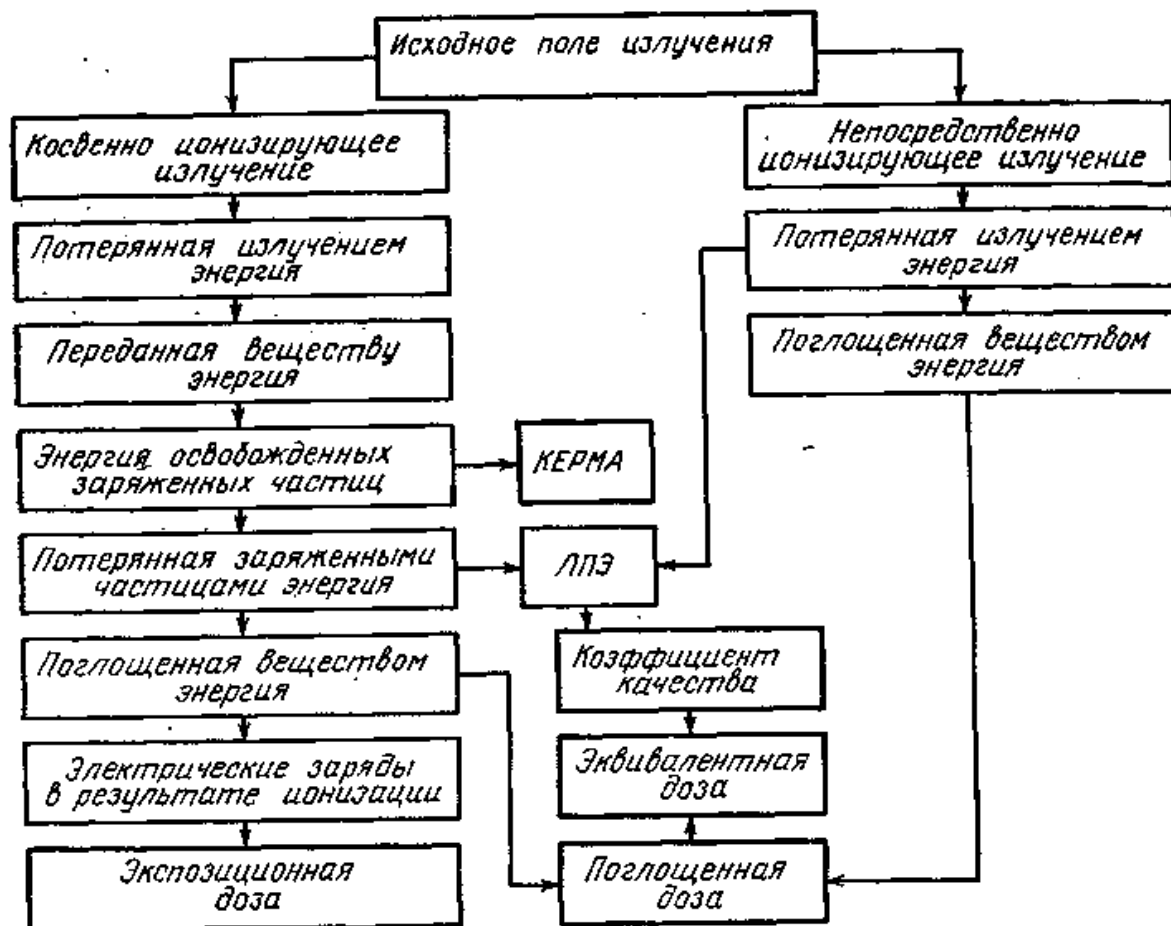


Рис. 13.6. Схема формирования дозиметрических величин, полностью определяемых характеристиками исходного поля излучения

Типичная фантомно-зависимая величина – эффективная эквивалентная доза. К этому классу величин относится доза в критическом органе, а также связанный с фантомом показатель (индекс) дозы, с которым подробнее мы познакомимся дальше. К фантомно-зависимым величинам относятся операционные дозиметрические величины: направленная эквивалентная доза $H'(0,07; \bar{\omega})$, амбиентная доза $H^*(10)$, индивидуальная эквивалентная доза (поверхностная) $H_s(0,07)$, индивидуальная эквивалентная доза (проникающая), $H_p(10)$.

Дозиметрические величины первого класса по существу являются дозиметрическими характеристиками исходного поля излучения. Лишь в отдельных частных случаях они могут служить адекватной мерой радиационного воздействия. Однако они удобны, сравнительно легко определяются инструментальными методами.

Фантомно-зависимые дозиметрические величины расширяют возможности предсказания радиационно-индуцированного эффекта. Проблема заключается в своеобразной оптимизации набора этих величин, обеспечивающей их максимальную адекватность при минимально возможном их числе.

Деление дозиметрических величин на базисные и фантомно-зависимые в значительной степени условно. Правомерно, по-видимому, рассматривать базисные величины как частный случай фантомно-зависимых: при непрерывном уменьшении объема фантома до нуля значение фантомно зависимой дозимет-

рической величины приближается к значению соответствующей базисной величины. Тем не менее такое деление удобно как в теоретическом, так и в практическом плане.

Фантомно-зависимые дозиметрические величины, используемые для обеспечения противорадиационной защиты, должны адекватно выражать радиационную опасность. Можно указать следующие условия, выполнение которых обеспечивает необходимую адекватность: применимость дозиметрической величины к различным видам ионизирующего излучения; возможность вычисления дозиметрической величины по известному флюенсу; возможность ее практического измерения; возможность сопоставления дозиметрической величины с нормативными величинами, установленными нормами радиационной безопасности; аддитивность дозиметрической величины в том смысле, что результат ее измерения или вычисления в многокомпонентном поле излучения (различные виды излучения, различный спектральный состав, различное угловое распределение и т.п.) должен равняться сумме значений этой величины для каждого компонента в отдельности.

Первоначально в качестве фантомов использовали емкости, наполненные водой. Такие водные фантомы применяли для получения глубинных доз рентгеновского излучения. Широко известны таблицы глубинных доз Н. Г. Гусева и А. Н. Кронгауза, которые позволяют по экспериментальному значению экспозиционной дозы в исходном поле найти экспозиционную дозу на заданной глубине тканеэквивалентного материала; предполагается при этом, что вода эквивалентна живой ткани по эффективному атомному номеру.

Интенсивное исследование фантомов для целей адекватной нейтронной дозиметрии берет начало в 50-е годы. Одним из первых использовали плоскопараллельный фантом, представляющий собой пластину из тканеэквивалентного материала толщиной 30 см. Площадь боковой поверхности пластины выбирали такой, чтобы фантом можно было считать бесконечно протяженным с точки зрения формирования радиационного поля. Позже были исследованы цилиндрический фантом диаметром 30 и высотой 60 см, а также сферический фантом диаметром 30 см.

Один из подходов в развитии адекватной дозиметрии заключается в том, чтобы в качестве представительных рассматривать дозиметрические величины, которые в пределах фантома принимают максимальное значение. Типичной такой величиной является показатель эквивалентной дозы – ПЭД, который определяется как максимальное значение эквивалентной дозы внутри фантома МКРЕ – шара из тканеэквивалентного материала диаметром 300 мм. В шаре, как уже упоминалось в разд. 4, выделяют три слоя: а) внешний толщиной 0,07 мм, имитирующий наружный слой кожи, состоящий из мертвых клеток; б) следующий слой на глубине от 0,07 до 10 мм; максимальную эквивалентную дозу в этом слое называют поверхностным показателем эквивалентной дозы; в) ядро шара, ограниченное сферой диаметром 280 мм, центр которой совпадает с центром шара; максимальную эквивалентную дозу в ядре называют глубинным показателем эквивалентной дозы.

Поверхностный ПЭД принимают в качестве представительной дозиметрической величины при оценке радиационного воздействия на кожу; глубин-

ный ПЭД дает оценку радиационного воздействия на внутренние органы и ткани человека.

Эквивалентная доза, как мы знаем, есть произведение поглощенной дозы на весовые коэффициенты излучения. В общем случае максимальные значения коэффициента качества и поглощенной дозы могут находиться в разных точках шара, в результате чего положения максимума поглощенной дозы и эквивалентной дозы не обязательно совпадают.

Связь ПЭД с величинами, характеризующими радиационную опасность, неоднозначна. На рис. 13.7 показана типичная зависимость отношения эффективной эквивалентной дозы к эквивалентной дозе на глубине 10 мм для только что описанного фантома от энергии излучения в поле фотонного (кривая γ) и нейтронного (кривая n) излучений. Проявляется заметная зависимость как от вида, так и от энергии излучения.

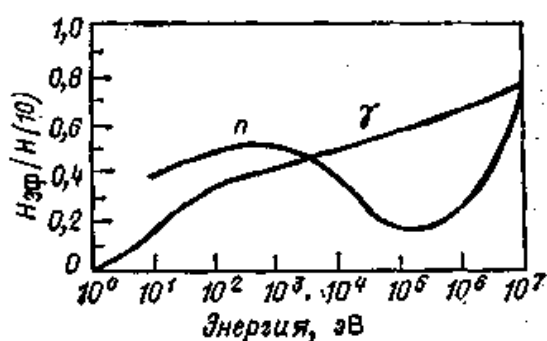


Рис. 13.7. Типичная зависимость отношения эффективной эквивалентной дозы $H_{эф}$ к эквивалентной дозе $H_p(10)$ на глубине 10 мм для шарового фантома МКРЕ от энергии излучения в поле фотонного (кривая γ) и нейтронного (кривая n) излучений

Для однородных фантомов простой геометрии (пластина, цилиндр, сфера) представительность показателя дозиметрической величины снижается из-за нарушения аддитивности, поскольку координата точки, в которой данная дозиметрическая величина максимальна, зависит от вида и энергии излучения. Так, для нейтронов в диапазоне энергий 20 кэВ–15 МэВ эквивалентная доза максимальна на глубине около 1 см от поверхности как для цилиндрического; так и для сферического фантомов. При более низких энергиях максимальное значение эквивалентной дозы смещается в слой от 3 до 5 см. Для тканеэквивалентной пластины толщиной 30 см в пучке нейтронов с энергией 60 МэВ максимальная эквивалентная доза находится на глубине 10 см, а при энергиях выше 400 МэВ эквивалентная доза максимальна на выходе пучка из фантома.

Все сказанное позволяет сделать заключение, что применение простых однородных фантомов на современном уровне знаний о закономерностях поведения в них таких величин, как поглощенная доза и эквивалентная доза, не решает еще проблемы адекватности в дозиметрии. Более широкие возможности открываются при использовании гетерогенных конфигурационных фантомов, имитирующих не только состав, но и форму облучаемого объекта. В этом

направлении проводятся интенсивные исследования, описанные в специальной литературе.

14. ДОЗИМЕТРИЯ ИНКОРПОРИРОВАННЫХ РАДИОНУКЛИДОВ

14.1. ЧТО ТАКОЕ ИНКОРПОРИРОВАННЫЕ РАДИОНУКЛИДЫ

Инкорпорированными будем называть такие радионуклиды, которые попали внутрь живого организма. Можно указать три главных пути попадания радионуклидов из внешней среды внутрь человеческого организма: через органы пищеварения (пероральный путь), через органы дыхания (ингаляционный путь) и через кожу. Органы пищеварения, дыхания и кожа в данном случае выступают не просто в качестве «ворот» и «путепровода» для радионуклидов. В течение некоторого времени они содержат в себе поступившие радионуклиды, и в этом смысле их можно назвать входными депо. Из входных депо часть радионуклидов попадает в кровь и с кровотоком разносится по внутренним органам и тканям, непосредственно не связанным с внешней средой. В результате часть радионуклидов осаждается из крови на внутренние органы и ткани. Их дальнейшая судьба определяется как свойствами самих радионуклидов, так и процессами, происходящими в организме. В конечном итоге инкорпорированные радионуклиды частично распадаются, частично выводятся из организма в результате биологических обменных процессов.

Будучи инкорпорированными в течение некоторого времени в органах и тканях, радионуклиды создают внутреннее облучение. Поглощенная доза при внутреннем облучении может быть сопоставлена с биологическими последствиями, и в этом смысле она выступает в качестве меры радиационной опасности тех радиоактивных веществ, которые, находясь во внешней среде, могут попасть внутрь организма.

Источниками инкорпорированных радионуклидов служат любые радиоактивные вещества естественного или искусственного происхождения, которые находятся во внешней среде в жидкой, газообразной или пылеобразной форме и с которыми возможен контакт человека. В каждом из перечисленных первичных (входных) депо механизм попадания радионуклидов в кровь имеет свои особенности; важными факторами при этом являются химическая форма радионуклида, его растворимость в жидкой среде входного депо, время нахождения в депо, состояние организма, в частности избыток или недостаток жизненно важного элемента, аналогом которого может служить рассматриваемое радиоактивное вещество, а также функциональное назначение данного депо.

Из трех упомянутых путей ингаляционный – наиболее важный и опасный путь поступления радионуклидов внутрь организма, а наиболее сложной формой радиоактивных веществ, попадающих в организм через дыхательную систему, являются радиоактивные аэрозоли.

14.2. ОБРАЗОВАНИЕ И СВОЙСТВА РАДИОАКТИВНЫХ АЭРОЗОЛЕЙ

Аэрозоли – это газовая среда вместе со взвешенными мельчайшими частицами. Аэрозоли могут образовываться в результате обработки радиоактивных материалов: растирания, дробления, кипячения, выпаривания, процессов химической обработки, токарной обработки и т.п. Указанными способами могут образовываться как радиоактивные, так и нерадиоактивные аэрозоли. Для радиоактивных аэрозолей характерны еще свои способы образования.

1. Некоторые радиоактивные элементы в процессе распада образуют радиоактивные газы (радон, торон, актинон), которые поступают в окружающий воздух. Продукты распада этих газов в результате объемной конденсации могут образовывать твердые частички различной величины. Кроме того, продукты распада радиоактивных газов, образовавшись в атмосфере, могут осесть на взвешенных в воздухе частицах.

2. Многие радиоактивные элементы, распадаясь, образуют ряд радиоактивных продуктов. В этом случае в процессе распада в воздух попадают радиоактивные атомы, которые могут быть захвачены взвешенными частицами. Хотя подобные атомы отлетают от материнского вещества в воздухе на расстояние порядка всего лишь 0,1 мм, в результате диффузии и конвекции они могут быть унесены далеко от места своего образования.

3. Радиоактивные аэрозоли могут образовываться также в случае, если продукты распада основного радиоактивного элемента нерадиоактивны. Причиной этого является то, что нерадиоактивные атомы продуктов распада, улетая от материнского вещества, могут увлечь за собой частицы радиоактивного элемента, которые оседают затем на взвешенных в воздухе пылинках.

Источниками радиоактивных аэрозолей служат ядерные реакторы и ускорители. Аэрозоли могут образовываться как при аварийных ситуациях, так и в результате активации нейтронами неактивной пыли. Количественно аэрозоли можно характеризовать их концентрацией, понимая под этим или число частиц, или их массу в единице объема атмосферного воздуха. В соответствии с этим различают *счетную* и *массовую* концентрацию. Радиоактивные аэрозоли характеризуются активной концентрацией. Под активной концентрацией понимают скорость распада атомов в единице объема или активность единицы объема атмосферного воздуха, выраженную в принятых единицах. Переход от активной объемной концентрации аэрозоля к массовой концентрации в предположении, что аэрозольные частицы состоят только из радиоактивного элемента с относительной атомной массой A и периодом полураспада $T_{1/2}$, осуществляется по формуле

$$M = 2,4 \times 10^{-24} A T_{1/2} A_0,$$

где $T_{1/2}$ – период полураспада, с; A_0 – активная концентрация, Бк/л; M – в г/л.

Зная средний размер аэрозольных частиц и массовую концентрацию M , легко найти число аэрозольных частиц в единице объема.

Устойчивость аэрозолей определяется многими факторами и, прежде всего, размерами аэрозольных частиц. Естественное разрушение аэрозолей происходит в результате трех основных процессов: седиментации, диффузии и коагуляции. Для жидких аэрозольных частиц существенно их испарение.

Седиментация – это оседание аэрозольных частиц под действием силы тяжести. Законы седиментации различны в зависимости от соотношения между линейными размерами аэрозольных частиц r и средней длиной свободного пути l молекул газа, в котором частицы находятся. Движение сравнительно больших частиц ($r \gg l$) в поле силы тяжести подчиняется закону Стокса [2]

$$F = -6\pi\eta_1 r v, \quad (14.1)$$

где F – сила сопротивления воздуха; η_1 – коэффициент внутреннего трения среды; v – скорость движения частицы под действием силы тяжести. Формула (14.1) применима к частицам с размерами $r \gg 10^{-4}$ см.

Скорость осаждения частиц радиусом от 10^{-4} до 10^{-3} см оказывается равномерной:

$$v = \frac{2}{9} \frac{r^2 \rho g}{\eta_1}, \quad (14.2)$$

где ρ – плотность вещества частицы; g – ускорение свободного падения.

Для частиц меньших размеров, для которых $r \ll l$, сила сопротивления воздуха зависит уже от квадрата линейного размера частицы и обратно пропорциональна её длине свободного пробега:

$$F = -\frac{6\pi\eta_1 r^2 v}{Bl}, \quad (14.3)$$

где B – коэффициент, зависящий от формы частиц и близкий к единице.

Формула (14.3) применима к частицам с линейными размерами порядка 10^{-7} .

Скорость оседания аэрозольных частиц под действием силы тяжести оказывается различной для частиц разных размеров. В табл. 14.1 приведены значения скорости седиментации сферических частиц с единичной плотностью в воздухе при обычных условиях; седиментация имеет определяющее влияние на разрушение аэрозолей с крупными частицами ($r \gg 10^{-4}$ см).

Таблица 14.1. Скорость седиментации сферических частиц единичной плотности в воздухе при обычных условиях

Размер частиц, см	10^{-6}	10^{-5}	10^{-4}	10^{-3}	10^{-2}	10^{-1}
Скорость седиментации, см/с	$6,6 \times 10^{-6}$	$8,6 \times 10^{-5}$	$3,5 \times 10^{-3}$	0,3	25	410

Для частиц с $r < 10^{-4}$ см существенную роль играет диффузия, а для частиц с $r < 10^{-5}$ см диффузия является преобладающей формой движения. Среднее смещение частиц за время t в результате диффузии определяется соотношением

$$x = \sqrt{2Dt}, \quad (14.4)$$

где D – коэффициент диффузии.

При неравномерной концентрации аэрозольные частицы будут перемещаться из мест с большей концентрацией в места с меньшей концентрацией в соответствии с уравнением

$$nv_x = D \frac{dn}{dx}, \quad (14.5)$$

где n – концентрация в данной точке; v_x – составляющая скорости диффузии по направлению x . Коэффициент диффузии сильно зависит от размеров частиц: он тем больше, чем меньше радиус частицы.

В результате диффузии аэрозольные частицы оседают на окружающих предметах, а также сталкиваются друг с другом. Взаимные столкновения частиц приводят к их коагуляции. Процесс коагуляции заключается в том, что при столкновении частиц малого диаметра они слипаются между собой, образуя более крупную частицу, которая будет увеличиваться затем в результате прилипания к ней новых мелких частиц. Так будет происходить до тех пор, пока частица не увеличится настолько, что осядет под действием силы тяжести.

Различают тепловую коагуляцию и коагуляцию под действием внешних сил. Тепловая коагуляция обусловлена столкновением частиц только в результате беспорядочного теплового движения. Внешние силы (поле тяжести, электрическое поле и т.п.) могут изменить частоту столкновения частиц и таким образом повлиять на коагуляцию.

Если каждое столкновение частиц приводит к их слипанию, то тепловую коагуляцию можно описать уравнением

$$\frac{dn}{dt} = -k_0 n^2, \quad (14.6)$$

решение которого

$$n_x = \frac{n_0}{1 + k_0 n_0 t}, \quad (14.7)$$

где n – концентрация частиц через время t после образования аэрозоля; n_0 – концентрация частиц в момент образования аэрозоля; k_0 – постоянная коагуляции.

Формула (14.7) определяет число частиц, не испытавших ни одного столкновения. Если считать, что каждая пара слипшихся частиц осядет под действием силы тяжести, то формулы (14.6) и (14.7) количественно характеризуют разрушение аэрозолей в результате коагуляции.

Постоянная коагуляции зависит от размеров частиц и определяется выражением

$$k_0 = \frac{8\pi D}{1 + 0,75 \frac{l_b}{r}},$$

где l_b – кажущаяся длина свободного пути частицы аэрозоля. Коэффициент диффузии D в свою очередь зависит от размеров частиц, и поэтому зависимость k_0 от r довольно сложная. Эта зависимость приведена на рис. 14.1. Характерными являются максимум постоянной коагуляции для частиц размером порядка 10^{-6} см и практическая независимость от радиуса для частиц с $r > 10^{-4}$ см.

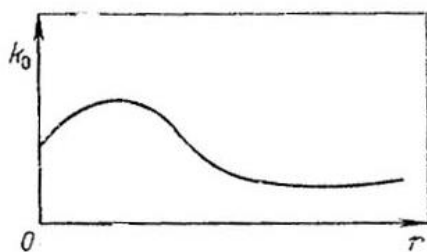


Рис. 14.1. Зависимость коэффициента коагуляции k_0 от радиуса частицы r

Из формулы (14.6) следует, что скорость коагуляции быстро возрастает с увеличением концентрации частиц. Кроме того, согласно рис. 14.1 для частиц с $r > 10^{-6}$ см коагуляция возрастает с уменьшением размера частиц. Это приводит к тому, что аэрозоли неодинаково устойчивы при различной концентрации. Независимо от начальной концентрации аэрозоля в момент его образования через несколько минут после образования счетная концентрация не может быть больше 10^7 см $^{-3}$ вследствие коагуляции. Массовая концентрация не превышает обычно нескольких десятых грамма на 1 см 3 . Обозначив $T_{1/2}$ время уменьшения концентрации в 2 раза, из формулы (14.7) получим

$$T_{1/2} = \frac{1}{k_0 n_0}.$$

Отсюда

$$\ln n_0 = \ln \frac{1}{k_0} - \ln T_{1/2}. \quad (14.8)$$

Коагуляция приводит к тому, что максимальная счетная концентрация, при которой аэрозоль может оставаться устойчивым, тем ниже, чем меньше размеры частиц. Следует помнить, однако, что это справедливо только для той области размеров частиц, в которой диффузия и коагуляция являются преобладающими процессами по сравнению с седиментацией.

Зависимость свойств аэрозолей от размеров аэрозольных частиц позволяет следующим образом классифицировать аэрозоли по их дисперсности.

1. Высокодисперсные аэрозоли; размер частиц $r < 10^{-5}$ см. Частицы не видны в обычный микроскоп. Преобладает броуновское движение. Седиментация практически не имеет значения. Основной механизм разрушения – коагуляция и оседание в результате диффузии. Сопротивление движению пропорционально r^2 ; постоянная коагуляции зависит от размеров частиц. Частицы таких размеров образуют очень устойчивые аэрозоли

2. Грубодисперсные аэрозоли; размер частиц $r > 10^{-4}$ см. С помощью обычного микроскопа можно определить форму и размеры частиц. Седиментация преобладает над броуновским движением. Сопротивление движению пропорционально радиусу частиц r . Постоянная коагуляции не зависит от размера частиц. Частицы таких размеров легко оседают под действием силы тяжести и переносятся в воздухе преимущественно ветром.

3. Среднедисперсные аэрозоли; размеры частиц в пределах от 10^{-5} до 10^{-4} см. Обладают переходными свойствами.

В табл. 14.2 указаны примерные размеры аэрозольных частиц, образующихся от различных источников радиоактивных аэрозолей, по данным Американского национального комитета защиты от излучений.

90% радиоактивных аэрозолей состоят из частиц с диаметром меньше 5×10^{-5} см. Большая часть из этих 90% приходится на частицы размером меньше 4×10^{-6} см при малой концентрации.

Таблица 14.2. Приблизительные размеры аэрозольных частиц, образующихся при различных производственных процессах

Источник аэрозолей	Состав аэрозолей	Размеры аэрозольных частиц, 10^{-4} см
Добыча урана	UO ₂ , U ₃ O ₈ , UO ₃ , радон и радиоактивный осадок	0,5–10 0,001–0,04
Производство тория	RaO (²³⁸ Ra)	0,01–0,5
Нанесение светящихся составов с радием	RaO и радиоактивный осадок	0,001–0,5
Промышленные и экспериментальные реакторы	Na ₂ O (²⁴ Na), K ₂ O (⁴² K), I ₂ , NaI, NaBr, ThF ₄ (²³⁴ Th), UO ₂ (²³³ U) Окислы ²³⁹ Pu	0,01–0,5

Таким образом, практически приходится иметь дело с измерением активной концентрации устойчивых высокодисперсных аэрозолей.

Аэрозольные частицы, как правило, электрически заряжены. Большей частью они несут положительный заряд. При β -распаде унос заряда электронами приводит к зарядке аэрозольных частиц положительным электричеством. При α -распаде из аэрозольного вещества выбиваются электроны, суммарный заряд которых может превосходить заряд α -частицы; это также приводит к положительной зарядке аэрозольных частиц. Определенное значение имеет зарядка аэрозольных частиц в результате захвата газовых ионов.

В атмосфере вследствие космического излучения, излучения земной коры и радиоактивности самой атмосферы в приземном слое воздуха образуется около 10 пар ионов в 1 см^3 в 1 с, что соответствует равновесной концентрации примерно 500 пар ионов в 1 см^3 ; это значение может заметно колебаться. Вследствие разности потенциалов между поверхностью Земли и ионосферой возникает вертикальный ток порядка 10^{-16} А/см^2 , что приводит к неодинаковой концентрации положительных и отрицательных ионов; из-за этого эффекта в приземном слое атмосферы положительных ионов должно быть в 1,2 раза больше, чем отрицательных. Однако местные флуктуации газовых ионов в воздухе могут изменить это соотношение в любую сторону.

При образовании радиоактивных аэрозолей будет происходить дополнительная ионизация воздуха тем большая, чем выше активная концентрация аэрозоля. Так, при α -активности аэрозоля $5 \cdot 10^2 \text{ Бк/л}$ равновесная концентрация ионов будет порядка 10^5 см^{-3} . Скорость зарядки аэрозоля зависит от концентрации ионов, которая в свою очередь определяется скоростью образования ионов

q и концентрацией аэрозольных частиц n . Действительно, если скорость образования ионов велика, а концентрация аэрозольных частиц мала, то ионы будут исчезать преимущественно вследствие их рекомбинации. Равновесная концентрация ионов определится выражением

$$n_0 = \sqrt{\frac{q}{\alpha}},$$

где α – коэффициент рекомбинации.

При большой концентрации аэрозоля существенное значение имеет исчезновение ионов вследствие захвата их аэрозольными частицами. При большой концентрации взвешенных частиц и малой скорости образования ионов этот процесс может быть преобладающим. В этом случае

$$n_0 = \frac{q}{8\pi r D n}.$$

Время, необходимое для зарядки аэрозоля до равновесного состояния, обратно пропорционально концентрации ионов. Оно может изменяться в широких пределах. Наличие неактивной пыли в воздухе увеличивает время зарядки, так как уменьшается равновесная концентрация ионов из-за диффузии к пылинкам.

При повышении активной концентрации аэрозоля действуют два противоположных фактора: возрастает число центров захвата ионов, что приводит к уменьшению их концентрации, и возрастает скорость образования ионов (вследствие радиоактивности), что увеличивает их концентрацию. Количественные оценки приводят к следующим результатам. При скорости образования ионов $q=10 \text{ см}^{-3} \times \text{с}^{-1}$ время зарядки исчисляется десятками минут, если пренебречь уменьшением концентрации ионов в результате захвата. При том же значении q и счетной концентрации аэрозоля $n \approx 10^5 \text{ см}^{-3}$ с размерами частиц $r=10^{-5} \text{ см}$ время зарядки составляет более 8 ч. При $q=10^5 \text{ см}^{-3} \times \text{с}^{-1}$ (интенсивная ионизация) время зарядки исчисляется секундами.

Заряд аэрозолей может также возникать в результате трения при прокачке их через фильтр.

14.3. ОСОБЕННОСТИ БИОЛОГИЧЕСКОГО ДЕЙСТВИЯ РАДИОАКТИВНЫХ АЭРОЗОЛЕЙ

Радиоактивные аэрозоли представляют серьезную биологическую опасность, которая обусловлена попаданием их внутрь организма. Внешнее облучение по сравнению с внутренним играет незначительную роль. Основным путем попадания аэрозолей внутрь организма – через дыхательные органы, которые обладают хорошей адсорбирующей способностью по отношению к взвешенным частицам. В процессе дыхания аэрозольные частицы вместе с воздухом через трахею и бронхи могут попасть в альвеолярные ткани, а оттуда в лимфатическую систему или кровь. Осаждение аэрозолей в различных участках дыхательной системы зависит прежде всего от размеров аэрозольных частиц. Механизм осаждения определяется такими физическими явлениями, как движение

по инерции, оседание под действием силы тяжести, броуновское движение, пристеночный эффект.

Инерционное осаждение характерно для сравнительно крупных частиц пыли (свыше 5×10^{-4} см) и способствует их задержке в местах изменения направления движения вдыхаемого воздуха. Под действием силы тяжести осаждение происходит в глубоких отделах легких, где скорость воздуха мала: чем меньше размеры частиц, тем в более далеких областях они осаждаются. Эти два процесса вызывают задержку частиц крупнее 5×10^{-4} см уже в верхних отделах дыхательных путей. На эффективность инерционного осаждения и оседания влияют не только размеры, но и плотность аэрозольных частиц; эффект определяется произведением эффективной плотности на квадрат эффективного размера.

Броуновское движение приводит к осаждению в альвеолах частиц размером менее 5×10^{-5} см; плотность частиц не имеет значения. Пристеночный эффект играет роль тогда, когда размеры частиц сравнимы с просветом дыхательных путей.

Хорошая поглощающая способность органов дыхания обусловлена большой площадью их поверхности: площадь дыхательной поверхности легких 50–55 м², площадь поверхности верхней части дыхательных путей около 20 м².

Вопрос о распределении осажденных частиц по участкам дыхательных органов нельзя считать полностью решённым. В силу защитных свойств организма часть аэрозольных частиц, попавших в дыхательную систему, возвращается обратно. Трахея, бронхи и бронхиолы выстланы мерцательным эпителием, реснички которого перемещают к полости рта твердые частицы. В бронхах такое перемещение происходит со скоростью 3–4 см/мин. Наиболее эффективно удаляются из легких частицы размером более 2×10^{-4} см; можно утверждать, что частицы размером более 5×10^{-4} см не достигают альвеол. Роль мерцательного эпителия становится незначительной для очень мелких частиц (менее 10^{-4} см), которые отлагаются преимущественно в альвеолярной ткани.

Полнота осаждения аэрозольных частиц зависит от многих факторов, точный учет которых пока невозможен. К этим факторам относятся концентрация аэрозолей, их физико-химическое состояние, частота и глубина дыхания, размеры частиц, индивидуальные особенности дыхательной системы.

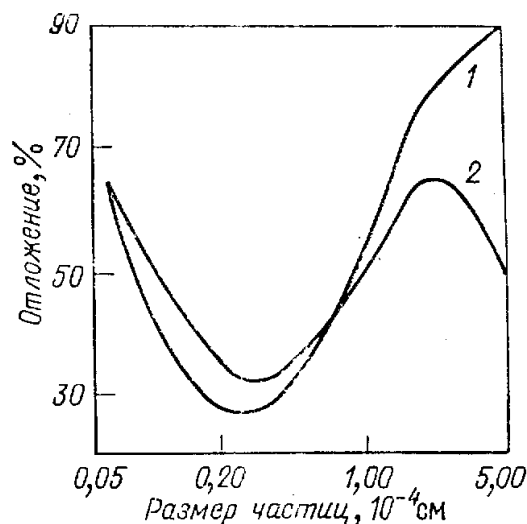


Рис.14.2. Зависимость массовой доли отложившихся в дыхательных путях аэрозолей (по отношению к введенному количеству) от размера частиц: 1-вся система дыхательных путей; 2-только нижние отделы дыхательных путей

Предполагается, что 75% всех вдыхаемых частиц задерживается в дыхательных путях. Из них 50% удаляются мерцательным аппаратом и после попадания в полость рта заглатываются. Эти данные следует рассматривать как существенно ориентировочные, основанные на усредненных данных конкретных исследований с присущими им специфическими условиями. Влияние размеров частиц иллюстрируется рис. 14.2. Максимально откладываются частицы размером $(2\div 4)\times 10^{-4}$ см, минимально — $(0,2\div 0,3)\times 10^{-4}$ см. Положение минимума зависит от того, осуществляется дыхание через нос или через рот. При дыхании через рот минимум сдвигается в сторону больших размеров частиц. Частицы размером более 10^{-3} см полностью выводятся из дыхательной системы. Для нижних отделов дыхательных путей (кривая 2) практически не имеют значения частицы размером больше 5×10^{-4} см. Мелкие частицы, попавшие в альвеолярную область, могут возвратиться оттуда только с выдыхаемым воздухом. Поэтому степень осаждения таких частиц существенно зависит от режима дыхания: чем больше объем вдыхаемого воздуха и чем дольше воздух остается в легких, тем больше осаждаются частицы в нижних отделах дыхательных путей. В наиболее благоприятном (с точки зрения осаждения) случае, когда все аэрозольные частицы адсорбируются, около 70% мелких частиц осаждаются в нижних отделах дыхательных путей; это приблизительно соответствует доле вдыхаемого воздуха, достигающего глубоких отделов легких.

Переход к числу осажденных частиц можно осуществить делением ординаты кривых на массу одной частицы соответствующего размера. Что касается доли осажденной активности, то для её оценки по подобным графикам необходимо знать распределение активности на частицах различного размера.

Радиационная опасность радиоактивных аэрозолей в конечном итоге определяется поглощенной дозой в организме. Критическим органом в этом случае является дыхательная система, и прежде всего легкие, поэтому целью дозиметрии должно быть определение поглощенной дозы радиоактивных аэро-

золей в дыхательных органах человека. На дозу помимо тех факторов, которые определяют осаждение аэрозольных частиц, влияют скорость биологического выведения частиц из легочной ткани, вид и энергия ионизирующего излучения, распределение активности по частицам различного размера и характер распределения осевших аэрозольных частиц по участкам органов дыхания. Все это создает огромные трудности в непосредственном определении поглощенной дозы аэрозолей. По этой причине дозиметрия радиоактивных аэрозолей фактически сводится к их радиометрии, основная задача которой – определение активной концентрации аэрозолей в воздухе.

Человек в среднем вдыхает и выдыхает 20 000 л воздуха в сутки; в сочетании с высокой биологической опасностью внутреннего облучения это обуславливает чрезвычайно малую предельно допустимую концентрацию радиоактивных аэрозолей. Например, предельно допустимая концентрация ^{239}Pu в воздухе рабочих помещений соответствует массовой концентрации около 3×10^{-14} г/л, или меньше одной частицы с радиусом 10^{-5} см в 1 л воздуха.

Необходимость измерять столь малую активную концентрацию привела к разработке способов осаждения аэрозольных частиц. Для этих целей обычно применяют волокнистые фильтры, электрофильтры и инерционные осадители.

14.4. ЕСТЕСТВЕННЫЕ И ИСКУССТВЕННЫЕ РАДИОАКТИВНЫЕ АЭРОЗОЛИ

14.4.1. Естественные аэрозоли

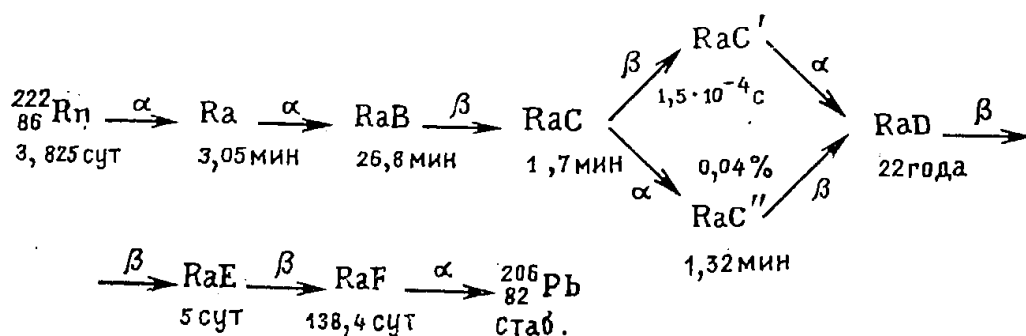
В зависимости от природы радиоактивных аэрозолей их, так же как и радиоактивные газы, можно подразделить на естественные и искусственные. Естественные радиоактивные аэрозоли – аэрозоли естественных радионуклидов (урана, тория, калия, рубидия и др.). Естественные радиоактивные аэрозоли образуются в результате распада эманации в атмосфере. Эманация – газообразные радиоактивные продукты распада естественных изотопов радия. В результате распада ^{226}Ra образуется радон (Rn), из ^{224}Ra (ThX) – торон (Tn); продуктом распада ^{223}Ra (AcX) является актинон (An). ^{222}Rn , ^{220}Tn и ^{219}An – нуклиды одного и того же химического элемента Rn с атомным номером 86. Период полураспада ^{222}Rn равен 3,825 суток, ^{220}Tn – 54,5 с, ^{219}An – 3,92 с.

Эманация поступает в атмосферу из почвы, горных пород и природных вод; распространяется в атмосфере вследствие воздушного течения, турбулентного перемешивания воздушных слоев и диффузии. Концентрация эманации в атмосферном воздухе убывает с высотой в результате ее распада. Продолжительность жизни атомов торона и актинона мала, поэтому они обнаруживаются лишь в приземном слое атмосферы. Активная концентрация радона обычно на несколько порядков выше концентрации торона. С точки зрения радиационной опасности практически важное значение имеет радон, в меньшей степени торон и ничтожную роль играет актинон, если нет каких-либо особых условий для его

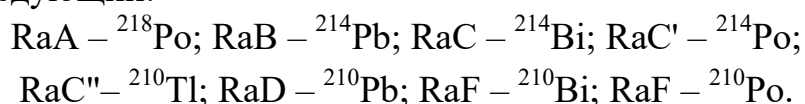
накопления. Исключительно важное значение приобретает радон в урановых рудниках, где он может накапливаться в больших количествах.

Являясь инертным газом, эманация находится в атмосфере в атомарном состоянии. По-видимому, атомы эманации не присоединяются к ядрам конденсации (пылинкам, тяжелым ионам и т.п.) и поэтому непосредственно сами аэрозолей не образуют. Радиоактивные аэрозоли образуются в результате присоединения к ядрам конденсации продуктов распада эманации, состоящих из изотопов полония, висмута и свинца.

Рассмотрим детальнее цепочку распада радона:

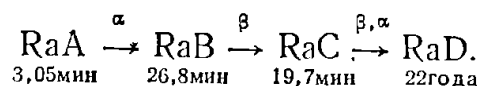


Под символом указаны периоды полураспада. Изотопный состав продуктов распада следующий:



Все продукты до RaD короткоживущие. Долгоживущий RaD ($T_{1/2}=22$ года) не успевает накопиться в воздухе в заметных количествах, поэтому его и следующие за ним продукты можно не принимать во внимание.

Малый выход RaC'' при распаде RaC (0,04%) позволяет пренебречь RaC'' по сравнению с RaC'. Вследствие чрезвычайно короткого времени жизни атомов RaC' (около 10^{-4} с) RaC' всегда находится в радиоактивном равновесии с RaC. Таким образом, взаимопревращение продуктов распада радона упрощенно можно представить так:

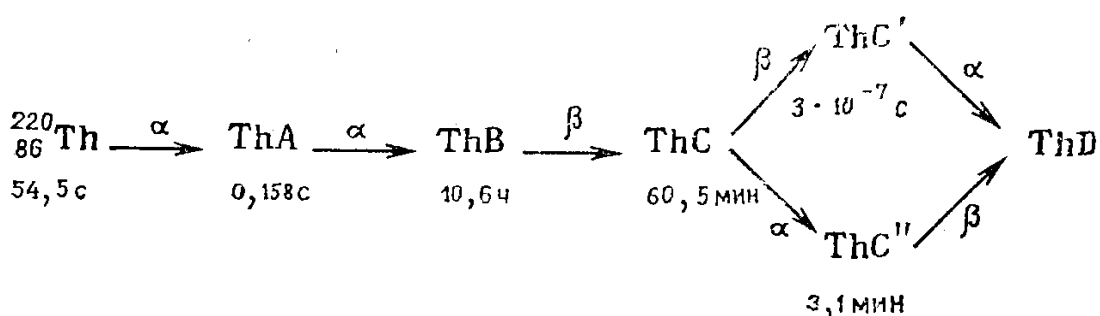


Пусть n_A , n_B и n_C – концентрация в воздухе атомов RaA, RaB и RaC соответственно. При радиоактивном равновесии между радоном и продуктами его распада

$$n_A:n_B:n_C=1:8,8:6,45. \quad (14.9)$$

В замкнутом сосуде равновесие наступает практически через 3 ч. В реальных условиях обычно наблюдается сдвиг равновесия в сторону преобладания атомов RaA, что обусловлено уносом атомов RaB и RaC вследствие движения воздуха. Крайне неравновесное состояние соответствует случаю, когда в воздухе находятся только атомы RaA.

Цепочка распада торона выглядит следующим образом:



Изотопный состав продуктов распада следующий:

ThA—²¹⁶Po; ThB—²¹²Pb; ThC—²¹²Bi; ThC'—²¹²Po; ThC''—²⁰⁸Tl; ThD—²⁰⁸Pb.

Здесь справедливо предположить, что ThC' и ThC'' всегда находятся в равновесии с ThC. Обращает на себя внимание малый период полураспада ThA и большой ThB. В замкнутом сосуде равновесие между торонем и продуктами его распада наступает через несколько десятков часов. В реальных условиях равновесие для продуктов распада торона нарушено в большей степени, чем для радона. С точки зрения радиационной опасности в большинстве случаев с продуктами распада торона можно не считаться, однако они могут существенно влиять на результаты измерения радиоактивных аэрозолей.

14.4.2. Искусственные радиоактивные аэрозоли

Искусственные радиоактивные аэрозоли — аэрозоли, содержащие радионуклиды искусственного происхождения (например, аэрозоли стронция, цезия, йода). В воздухе производственных помещений, в окружающем нас воздухе чаще встречаются дисперсные фазы, представляющие собой смесь естественных и искусственных аэрозолей с преобладанием тех или других. Радиоактивные газы обычно также присутствуют в этом воздухе и они, более того, при своем распаде превращаются в твердые частицы, которые путем оседания на активных частицах или слипания с ними образуют аэрозоли.

Значительное количество естественных радиоактивных аэрозолей может образовываться в горнодобывающей промышленности при добыче руды в урановых рудниках и горных выработках, на обогатительных заводах при переработке руд с целью получения из них радиоактивных концентратов, на заводах по производству урана, тория, на радиохимических разделительных заводах, где производится обогащение природного урана ураном-235, на заводах по изготовлению тепловыделяющих элементов.

С развитием атомной энергетики и по мере расширения использования радиоактивных веществ в народном хозяйстве прогрессивно увеличивается доля искусственных аэрозолей. Искусственные аэрозоли и газы образуются при работе атомных станций, исследовательских реакторов, критических сборок, при ядерных взрывах, на заводах по регенерации отработавших тепловыделяющих элементов, на предприятиях, в лабораториях, изготавливающих и использующих искусственные радиоактивные нуклиды (см. табл. 14.1), при облучении мишеней на ускорителях заряженных частиц.

Естественные и искусственные радиоактивные аэрозоли могут попасть в окружающую среду и в случае больших содержаний оказать вредное биологическое воздействие на людей.

Работникам службы дозиметрии и радиационной безопасности важно знать, что загрязнение воздушной среды радиоактивными аэрозолями и (или) газами (например, радоном, тороном, актиноном) неизбежно приводит к загрязнению объектов, находящихся в этой зоне, и, наоборот, при радиоактивной загрязненности последних загрязняется и воздушная среда. Эти факторы загрязнений неразрывно взаимосвязаны между собой.

14.5. ФОРМИРОВАНИЕ ДОЗЫ ИЗЛУЧЕНИЯ ИНКОРПОРИРОВАННЫХ РАДИОНУКЛИДОВ

Рассмотрим формирование дозы во внутреннем органе в результате мгновенного однократного поступления во входное депо некоторого количества радионуклида, активность которого равна A_0 . Переход части этой активности в кровоток определяется коэффициентом всасывания $f_1(t)$, который равен

$$f_1(t) = \frac{A(t)}{A_0}, \quad (14.10)$$

где $A(t)$ – активность, попавшая в кровь из входного депо за время t .

Если скорость поступления радионуклида в кровеносное русло равна $\xi(t)$, то

$$A(t) = \int_0^t \xi(t) dt, \quad (14.11)$$

Поступление радионуклида в кровь происходит до тех пор, пока он находится во входном депо; следовательно, максимальная активность в крови $A(\tau)$ будет при $t = \tau$, равном времени полного вывода радионуклида из входного депо.

Обозначим f'_2 долю активности, попавшей из крови в данный орган. Тогда общая активность поступившего в данный орган радионуклида будет равна $q = A_0 f_1(\tau) f'_2$. Именно эта активность ответственна за поглощенную дозу в органе. Пусть ΔE – поглощенная в тканях органа энергия вследствие распада активности q в течение данного времени t . Величина ΔE зависит от скорости распада и биологического выведения радионуклида:

$$\Delta E = q \Delta E_0 \int_0^t r(t) dt, \quad (14.12)$$

где ΔE_0 – поглощенная энергия от излучения данного радионуклида в расчете на один распад; $r(t)$ – функция уменьшения начального количества радионуклида в органе вследствие его биологического выведения и распада.

Мощность поглощенной дозы в тканях органа, масса которого m , равна

$$P(t) = \frac{q \Delta E_0 r(t)}{m}, \quad (14.13)$$

для эквивалентной дозы теперь можем написать

$$H = A_0 f_1(\tau) f_2' k_0 \int_0^t \frac{\Delta E_0}{m} r(t) dt, \quad (14.14)$$

где k_0 – коэффициент качества излучения.

В отношении величин, входящих в формулу (14.14), можно сделать следующие замечания. Время перехода радионуклида из крови в органы достаточно мало по сравнению с другим характерным временем рассматриваемого процесса, поэтому коэффициент f_2' можно принять не зависящим от времени. Это равносильно предположению о мгновенном переходе доли f_2' радионуклида из крови в рассматриваемый орган. Коэффициент f_2' связан с коэффициентом распределения f_2 , который представляет собой долю активности радионуклида в данном органе относительно полной активности Q , содержащейся во всем организме. Коэффициент распределения f_2 при однократном поступлении радионуклида в организм зависит от времени, однако при непрерывном поступлении с постоянной скоростью в конечном итоге устанавливается равновесие, и коэффициент распределения для каждого органа принимает свое постоянное значение. В этом частном случае его можно определить экспериментально. Установим связь между коэффициентом распределения f_2 в равновесном состоянии при непрерывном поступлении радионуклидов и коэффициентом f_2' .

Пусть p_i – скорость поступления радионуклида в i -й орган; Q – общая равновесная активность организма; q_i – равновесная активность радионуклидов, содержащихся в i -ом органе; a_0 – скорость поступления активности в организм из внешней среды; λ_i – эффективная постоянная выведения радионуклида из i -го органа, равная сумме постоянной радиоактивного распада λ_{pi} и постоянной биологического выведения $\lambda_{\sigma i}$.

По определению

$$q_i = f_{2i} Q, \quad (14.15)$$

где f_{2i} – коэффициент распределения для i -го органа. При равновесии поступающая в единицу времени активность равна скорости убывания активности:

$$p_i = \lambda_i q_i = \lambda_i Q f_{2i}. \quad (14.16)$$

Скорость поступления радионуклидов в i -ый орган связана со скоростью поступления во входные депо соотношением

$$p_i = a_0 f_1 f_{2i}', \quad (14.17)$$

где f_{2i}' – коэффициент перехода радионуклидов из крови в i -ый орган.

Приравнявая формулы (14.17) и (14.16), получаем

$$a_0 f_1 f_{2i}' = \lambda_i Q f_{2i}; \quad (14.18)$$

отсюда

$$f_{2i}' = \frac{a_0 f_1 f_{2i}'}{\lambda_i Q}. \quad (14.19)$$

Сопоставляя формулы (14.15) и (14.19), получаем следующее выражение для количества радионуклида в i -ом органе:

$$q_i = \frac{a_0 f_1 f'_{2i}}{\lambda_i}. \quad (14.20)$$

Сумма активности радионуклидов, содержащихся во всех органах, составляет общую активность организма:

$$Q = \sum q_i. \quad (14.21)$$

Подставляя формулы (14.21) и (14.20) в (14.19), получаем следующее выражение для коэффициента распределения через коэффициент перехода активности из крови в данный орган:

$$f_{2i} = \frac{T_i f'_{2i}}{\sum T_i f'_{2i}}. \quad (14.22)$$

Здесь $T_i = \ln 2 / \lambda_i$ – эффективный период полувыведения радионуклида из i -го органа.

Экспериментально в биофизических исследованиях можно определить распределение f_{2i} по органам; это позволяет составить систему уравнений типа (14.22), где в качестве неизвестных выступают f'_{2i} – коэффициенты перехода радионуклида из крови в органы. Решая систему, получают значения f'_{2i} . Периоды полувыведения T_i являются заданными биофизическими константами.

Входящий в формулу (14.14) коэффициент качества k_0 имеет более сложный смысл, чем при внешнем облучении организма. Связано это с тем, что при одинаковых дозе и линейной передаче энергии (ЛПЭ) биологические эффекты при внешнем и внутреннем облучении могут быть неодинаковыми. Чтобы это учесть, обычный коэффициент качества k умножают на коэффициент относительного повреждения n и таким образом получают действующий коэффициент качества для облучения инкорпорированными радионуклидами:

$$k_0 = kn. \quad (14.23)$$

Коэффициент относительного повреждения является регламентированной биофизической константой, выводимой из радиобиологических исследований. Рассмотрим далее влияние неравномерности распределения дозы в тканях живого организма как пример применения микродизиметрии к инкорпорированным радионуклидам.

14.6. РОЛЬ МАКРО- И МИКРОНЕРАВНОМЕРНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТКАНЕВОЙ ДОЗЫ

Микрогеометрия распределения поглощенной энергии распадающихся атомов зависит от характера распределения радионуклида в ткани, энергии и вида излучения, определяющих длину пробега частиц в веществе [20].

В случае ^3H средняя энергия образующихся в процессе распада β^- -частиц ($E_{\text{ср}} = 0,005$ МэВ) очень низкая. Пробег их в тканях (примерно 2 мкм) меньше геометрических размеров клеток (8÷12 мкм). Лишь β^- -частицы ^3H , обладающие максимальной энергией 0,018 МэВ, имеют пробег в тканях (8 мкм), равный геометрическим размерам клеток. Поэтому при инкорпорации ^3H важное значение имеет микрораспределение радионуклида в клетке. Соединения, избира-

тельно накапливающиеся в ядерных структурах (^3H -тимидин) или в протоплазме (^3H -L-цитидин), основную долю своей энергии будут отдавать именно в этих структурах клетки, а не равномерно во всем объеме ее, как это происходит при инкорпорации оксида трития (НТО).

Максимальный пробег β -частиц с энергией 0,1 МэВ в тканях (143 мкм) примерно в 10–15 раз больше геометрических размеров клеток, а пробег β -частиц с энергией 1, 2 и 3 МэВ равен 380, 9840 и 15300 мкм соответственно, поэтому они облучают достаточно большие слои клеток и тканей. Энергия их излучения может поглощаться не только в данной, но и в соседних тканях.

Пробег α -излучения с энергией 4÷6 МэВ в биологической ткани составляет 31÷56 мкм. Он невелик. Облучение небольшого слоя клеток соседних тканей может происходить за счет доли радионуклида, локализующегося на поверхности данной ткани.

У мелких лабораторных животных (мыши, крысы) в органах и тканях может поглощаться лишь часть энергии β -излучения. В щитовидной железе крыс поглощается около 75% энергии β -излучения ^{131}I . Пробег β -излучения ^{131}I со средней (0,18 МэВ) и максимальной (0,81 МэВ) энергией в тканях равен 0,448 и 3,31 мм.

Знание абсорбированной энергии необходимо для грамотного сравнения: α - с β -излучателями; β -излучения высокой энергии с β -излучением низкой; уровней дозы β -излучения у животных различных размеров.

Средняя энергия β -излучения равна около 1/3 максимальной, а расстояние, на котором абсорбируется половина их энергии, примерно составляет 1/6 максимального пробега.

Средняя абсорбция энергии $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$ в костях мышей составляет 32%, в костях крыс – 51%, кроликов – 61%. Абсорбция энергии увеличивается с увеличением массы скелета (табл. 14.3).

Абсорбция энергии β -излучения в кости возрастает с увеличением эффективного диаметра кости. Уменьшение доли энергии β -излучения, абсорбируемой в скелете, может привести к увеличению повреждения прилежащих мягких тканей и изменению в локализации костных повреждений. Мягкие ткани абсорбируют значительную энергию, когда используются высокоэнергетические β -излучатели. Например, у мышей после инкорпорации $^{90}\text{Sr} - ^{90}\text{Y}$ в мягких тканях абсорбируется в 2 раза больше энергии, чем в скелете. Причём образование опухолей не ограничивается тканями, содержащими радионуклид. Развитие их может происходить в соседних тканях, если при распаде их образуется γ - или β -излучение. Благодаря этому много эпидермоидных карцином назофаринкса и оральной полости обнаруживалось у мышей при введении ^{90}Sr .

В случае инкорпорации высокоэнергетических остеотропных β -излучателей (например, $^{90}\text{Sr} - ^{90}\text{Y}$) важно учитывать тканевую дозу не только в костной ткани, но и в костном мозге, особенно локализующемся в трубчатых костях, а также длительность поступления в организм данного радионуклида. При хроническом поступлении $^{90}\text{Sr} - ^{90}\text{Y}$, когда радионуклиды в костной ткани распределяются диффузно, мощность дозы в костном мозге человека в 3–4 раза

меньше, чем в костной ткани, в то время как при однократном введении такого же количества радионуклидов они практически одинаковы.

При естественном содержании ^{226}Ra (2,775 Бк) поверхностные клетки трабекул кости от α -излучения ($0,008 \text{ мГр}\cdot\text{год}^{-1}$) аккумулируют в 5,3 раза более высокие дозы, чем клетки костного мозга ($0,0015 \text{ мГр}\cdot\text{год}^{-1}$), а от β -излучения (соответственно $0,0003$ и $0,00015 \text{ мГр}\cdot\text{год}^{-1}$) примерно в 2 раза более высокие.

Таблица 14.3. Абсорбция энергии остеотропных β -излучателей в скелете животных и человека

Вид	Влажная масса скелета	Эквивалентный диаметр кости, см	Доля энергии, абсорбируемой в скелете, %			
			$^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$	^{32}P	^{89}Sr	^{45}Ca
Человек	7000	1,64	88	90	92	100
Собака	1000	0,86	79	84	86	99
Кролик	200	0,50	67	73	78	98
Крыса	20	0,23	48	51	57	96
Мышь	2	0,11	32	32	37	91

Таким образом, радионуклиды, локализующиеся в костной ткани, облучают на расстоянии клетки кроветворящего костного мозга. При этом при воздействии β -излучения доза в костном мозге у взрослого в 2 раза, а в случае α -излучения в 5,3 раза меньше, чем в поверхностных костных клетках трабекулярной кости. У детей различия менее выражены. Костный мозг в трабекулярной кости получает дозу лишь в 1,4 раза ниже, чем поверхностные клетки кости.

В случае α -излучателей пробег частиц в кости обычно мал по сравнению с размерами мест отложения изотопа (сравните, например, типичный пробег 30 мкм с диаметром остеона около 300 мкм); мощность дозы в таких мелких структурах не будет зависеть от их размера. Однако для β -излучения $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$ максимальный (порядка 10 мм) и средний пробег их очень большой по сравнению с размерами большинства мест концентрации нуклида в кости.

Мощность дозы в кости при содержании ^{226}Ra в количестве 17,8 кБк колеблется от $0,2$ до $3,3 \text{ мГр}\cdot\text{сут}^{-1}$ с модальной мощностью дозы около $0,8 \text{ мГр}\cdot\text{сут}^{-1}$.

Чтобы получить такую же среднюю мощность дозы при инкорпорации ^{90}Sr , содержание его в теле с учетом размера фактора неравномерности должно составить 259 кБк, но диапазон распределения мощности дозы ($0,5\div 1,7 \text{ мГр}\cdot\text{сут}^{-1}$) при этом по сравнению с ^{226}Ra значительно меньше. Это иллюстрирует большие различия в характере облучения костной ткани при инкорпорации ^{226}Ra и ^{90}Sr .

Более длинный пробег β -излучения $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$ приводит к значительно более равномерному облучению тканей внутри кости (а также других органов), хотя само распределение радионуклидов неравномерно. Максимальный коэф-

коэффициент неравномерности дозы для ^{216}Ra равен 16, а для ^{90}Sr – 3,1; 96% его лежит между 1,2 и 2,2.

Наивысший фактор неравномерности дозы для ^{226}Ra был равен 40, а для ^{90}Sr – 6.

Если горячие точки играют важную роль в отношении лучевого повреждения кости, то различия в неравномерности дозы следует учитывать при сравнениях действия ^{226}Ra и ^{90}Sr , а также других α - и β -излучателей как на костную, так и на другие ткани, распределение дозы в которых также может быть неравномерным. При инкорпорации поверхностнотропных к костной ткани радионуклидов (лантаноиды, актиноиды) коэффициент неравномерности распределения их достигает 10.

Очень неравномерное облучение легких, костной ткани и желудочно-кишечного тракта (ЖКТ) наблюдается при инкорпорации плохо растворимых соединений радионуклидов, особенно α -излучателей. Так, при инкорпорации ^{239}Pu в стенке кишечника после перорального введения абсорбируется лишь около 1% выделенной энергии α -излучения. Тем не менее при заглатывании нерастворимых соединений трансурановых элементов (ТУЭ) кишечник становится критическим органом, хотя мало вероятно, что при таком механизме воздействия будут происходить серьезные поражения кишечника, так как большую потенциальную опасность будет представлять резорбированная доля радионуклида.

Мощность дозы на различных расстояниях от точечных источников зависит от пробега α - или β -частиц в тканях. Если пробег β -частиц большой по сравнению с расстоянием между радиоактивными частицами при вычислении дозы (например, в легких), может быть сделано допущение о приблизительно равномерном распределении дозы от радионуклида в объеме ткани. Однако в ряде случаев следует учитывать мощность дозы на разных расстояниях от точечных источников α - и β -излучателей.

На расстоянии 10 мкм от точечного источника мощность дозы α -излучения от ^{238}U и ^{226}Ra примерно в 200 раз выше, чем от β -излучения ^{90}Sr и ^{90}Y . Она падает более медленно с изменением расстояния и слегка увеличивается в конце пробега. На расстоянии 35 мкм для α -излучения 5,5 МэВ мощность дозы составляет около 40%, а для β -излучения – 10% мощности дозы, создаваемой на расстоянии 10 мкм от точечного источника.

Удельная активность ^{238}U , ^{226}Ra и ^{90}Sr равна $0,33 \times 10^{-6}$; 0,97; 143 и $3,7 \times 10^{10}$ Бк·г $^{-1}$, для U_3O_8 , $^{226}\text{RaSO}_4$, $^{90}\text{SrSO}_4$ – 10,3 кБк·г $^{-1}$, 25,2 ГБк·г $^{-1}$ и 5,17 ГБк·г $^{-1}$. Используя эти данные и приняв плотность частиц примерно равной 5 г·см $^{-3}$ (2 г·см $^{-3}$ для SrSO_4), вычислили массу частиц диаметром 0,1÷1 мкм, их удельную активность и мощность дозы на расстоянии 10 мкм (табл. 14.4 и 14.5) без учета вклада излучения дочерних продуктов, в том числе и радона при распаде ^{226}Ra .

Увеличение диаметра ингалируемых частиц в 50 раз (с 0,1 до 5 мкм) повышает массу частиц, ингалируемую активность и мощность дозы на пять порядков или в среднем в 2000 раз на единицу увеличения размера частицы. Эти данные показывают, что в условиях постоянной ингаляции источники α -

излучения малого размера (около 1 мкм) будут облучать ткань легкого независимо, в то время как высокоэнергетическое β -излучение при тех же самых условиях будет создавать почти равномерное облучение легочной ткани, но даже и в этом случае распределение дозы, вероятно, не будет равномерным при ингаляции крупных частиц или частиц с высокой удельной активностью.

Таблица 14.4. Мощность дозы на расстоянии 10 мкм от частиц $^{238}\text{U}_3\text{O}_8$ и RaSO_4

Диаметр частиц, мкм	Масса частиц, г	$^{238}\text{U}_3\text{O}_8$		RaSO_4	
		Активность, Бк	Мощность дозы, сГр·ч ⁻¹	Активность, Бк	Мощность дозы, сГр·ч ⁻¹
0,1	$2,6 \times 10^{-15}$	$27,3 \times 10^{-12}$	0,17	$6,65 \times 10^{-5}$	0,32
0,5	$3,3 \times 10^{-13}$	$34,4 \times 10^{-10}$	21	$8,5 \times 10^{-3}$	40
1,0	$2,6 \times 10^{-12}$	$27,3 \times 10^{-9}$	170	$6,65 \times 10^{-2}$	320
5,0	$3,3 \times 10^{-10}$	$34,4 \times 10^{-7}$	21000	8,5	40000

Таблица 14.5. Мощность дозы на расстоянии 10 мкм от частиц $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$ (в форме SrSO_4)

Диаметр частиц, мкм	Масса частиц, г	Частица		Поверхность частицы	
		Активность, Бк	Мощность дозы, сГр·ч ⁻¹	Активность, Бк	Мощность дозы, сГр·ч ⁻¹
0,1	$5,2 \times 10^{-16}$	$27,4 \times 10^{-4}$	0,07	$16,6 \times 10^{-5}$	0,004
0,5	$6,5 \times 10^{-14}$	$34,4 \times 10^{-2}$	8,6	$41,4 \times 10^{-4}$	0,1
1,0	$5,2 \times 10^{-13}$	$27,4 \times 10^{-1}$	69	$16,6 \times 10^{-3}$	0,42
5,0	$6,5 \times 10^{-11}$	$9,3 \times 10^{-3}$	8600	$41,4 \times 10^{-2}$	10,3

Размер частиц является важным физическим параметром, который влияет на их поведение в организме (например, актиноидов) и уровни тканевых доз. В табл. 14.6 показано общее число атомов $^{239}\text{PuO}_2$ в сферических частицах и число атомов на поверхности. В частицах диаметром больше 100 нм на поверхности содержится меньше 2% атомов. Значительная доля энергии α -излучения таких частиц поглощается внутри частицы. Они плохо растворяются в жидкостях тела. В частицах диаметром 1 нм 89% атомов находится на поверхности. Они хорошо растворяются биологическими лигандами. Чем крупнее частицы, тем неравномернее облучение ткани. Если диаметр частиц $^{239}\text{PuO}_2$ уменьшается в 10 раз (от 1 до 0,1 мкм), то объем облучаемой легочной ткани возрастает в 1000 раз с 0,03 до 30%, а число облучаемых клеток с $3,6 \times 10^8$ до $3,0 \times 10^{11}$ (табл. 14.7).

Таблица 14.7. Связь между размером частиц и числом атомов на поверхности в микросферах PuO_2

Диаметр, мкм	Число атомов на поверхности	Общее число атомов	Количество атомов на поверхности, %
0,001	21,5	24,1	89
0,002	86	146	58
0,003	194	456	43
0,005	538	1932	28
0,010	2152	14367	15
0,025	$1,345 \times 10^4$	$21,45 \times 10^4$	6
0,05	$5,380 \times 10^4$	$168,9 \times 10^4$	3
0,10	$2,152 \times 10^5$	$134,1 \times 10^5$	2

Для данного размера аэрозолей число частиц двуокиси ^{238}Pu , создающих такую же дозу, как $^{239}\text{PuO}_2$, вследствие различий их в скорости распада, в 250 раз меньше. Это означает, что частицы $^{238}\text{PuO}_2$ облучают около 1/250 части числа клеток, подвергающихся воздействию частиц $^{239}\text{PuO}_2$, но со значительно большей мощностью дозы. Однако, так как эти изотопы имеют различную скорость клиренса из легких, кумулятивные дозы также различаются. Поэтому возникает фундаментальная проблема – оценка риска развития отдаленной патологии при облучении относительно малого числа клеток, но с высокой мощностью дозы. Два параметра – число частиц и мощность дозы, меняющиеся в обратной пропорции один по отношению к другому при одинаковом общем содержании радионуклида в легких. В крайнем случае содержание $^{239}\text{PuO}_2$ в количестве 592 Бк может быть представлено одной частицей $^{239}\text{PuO}_2$ диаметром 36 мкм; ясно, что такая частица не может ингалироваться. Но этот крайний пример показывает, что другие элементы с очень высокой удельной активностью могут концентрироваться в небольшом числе частиц, обладающих относительно высоким уровнем активности.

Зная среднюю энергию и пробег частиц, можно очень приблизительно вычислить шанс данной клетки быть пересеченной ионизирующей частицей для данной средней дозы в ткани. В табл. 14.8 приведены ориентировочные данные о дозах, аккумулируемых клетками при предельно допустимой мощности дозы $3 \text{ мГр} \cdot \text{нед}^{-1}$ для β -излучения ^{32}P и ^{14}C и $0,3 \text{ мГр} \cdot \text{нед}^{-1}$ для α -излучения ^{239}Pu . При расчетах было принято, что ткани составлены из клеток диаметром 10 мкм с ядром диаметром 5 мкм.

При средней тканевой дозе, эквивалентной максимально допустимой, пересечение α -частицы ^{239}Pu любой части клетки очень редкое событие – один раз каждые 56 лет для данного ядра. Когда, однако, клетка пересекается, энергия, депонированная в ней, будет большой. Для рассматриваемого диаметра ядра клетки 5 мкм средняя энергия будет эквивалентна примерно 1 Гр. Очевидно, что для α -излучателей при этих уровнях дозы "средняя" радиационная доза в ткани может быть в биологическом плане ошибочной концепцией, так как из-

менение уровня дозы не влияет на количество энергии, аккумулируемой отдельными клетками. Она остается большой, но изменяется число клеток, поражаемых этим видом излучения.

Для β -излучателей при низкой мощности дозы количественный переход энергии в клетку значительно меньше, чем в случае α -излучателей. При мощности дозы $3 \text{ мГр} \cdot \text{нед}^{-1}$ при инкорпорации ^{32}P любое данное ядро клетки будет пересекаться β -частицей приблизительно один раз каждые 4 сут и средняя энергия, депонированная в ядре, будет эквивалентна дозе $0,25 \text{ сГр}$. Для ^{14}C уменьшение энергии β -частиц и их пробега ведет к некоторому увеличению энергии, депонированной на прохождение через ядро, но оно также мало по сравнению с дозой α -излучения.

Таким образом, для α -излучателей при низких уровнях дозы любые эффекты, которые могут происходить, будут результатом специфических лучевых изменений, индуцированных в отдельных клетках. Эффекты, возникающие от генерализованных повреждений тканей, которые могут быть важными при более высоких уровнях дозы, не будут наблюдаться. В случае β -излучателей распределение ионизованных частиц будет более равномерным. Они и при малых дозах могут вызывать общие изменения. Однако резонно предположить, что если опухоли могут вызываться при таких низких уровнях дозы, сравнительная канцерогенная активность α - и β -излучения будет определяться полностью природой значимых цитологических изменений. Если они обуславливаются однотрековыми событиями в критической структуре, относительная биологическая эффективность ОБЭ α -излучения по отношению к β -излучению не будет зависеть от уровня и мощности дозы и будет меньше 1, если оно определяется энергией, сообщаемой при образовании одной пары ионов. Однако, если значимое цитологическое изменение соответствует мультитрековому событию для β -излучения и однотрековому событию для α -излучения, которое имеет место в случае определенных типов хромосомных изменений, канцерогенная эффективность β -излучения по отношению к α -излучению будет падать с уменьшением средней лучевой дозы и может привести к увеличению ОБЭ α -излучения при низких дозах до очень высоких значений. Кроме того, для широкого диапазона низких доз α -излучения можно ожидать постоянный риск развития отдаленной патологии, в том числе и опухолей, так как независимо от количества введенного излучателя отдельные клетки будут получать одинаковые или близкие, но достаточно высокие дозы излучения ($1 \div 3 \text{ Гр}$). Рассмотренные данные подчеркивают высокую значимость микродозиметрических оценок уровней тканевых и клеточных доз при воздействии разных видов излучения. В теле человека содержится около 10^{14} клеток. Если 10^{14} клеток получают излучение каждые 5000 суток (примерно 14 лет), тогда при мощности дозы $0,3 \text{ мГр} \cdot \text{нед}^{-1}$ в сутки может облучаться $2 \cdot 10^{10}$ клеток. При этом возможно, что часть клеток получит большее число попаданий α -частиц за более короткий период времени. Природный фон раковых клеток (10^2 клеток) постоянно устраняется иммунологическим надзором. Каковы потенциальные возможности его, неясно. Если предел эффективности иммунологического надзора принять равным 10^9 клеток,

тогда при воздействии данной дозы α -излучения в организме может остаться часть потенциально опухолевых клеток.

Таким образом, оценка тканевых доз при инкорпорации радионуклидов является весьма сложной проблемой. Очевидна необходимость увязки микро- и макрораспределения тканевых доз с радиобиологическими данными и физиологическими особенностями облучаемых клеток и тканей.

14.7. МЕТОД СКРЫТОЙ ЭНЕРГИИ

Биологическая опасность радиоактивных аэрозолей определяется суммарной поглощенной энергией в организме человека. В случае радона и короткоживущих продуктов его распада в организме поглотится вся энергия, которая выделится в результате полного распада радиоактивных атомов, попавших в дыхательные пути.

Суммарная энергия, выделяющаяся в единице объема радиоактивных аэрозолей при полном распаде дочерних продуктов эманации, содержащихся в этих аэрозолях, называется скрытой энергией радиоактивных аэрозолей.

Если в единице объема воздуха содержится n_A , n_B и n_C атомов соответственно RaA, RaB и RaC, то под скрытой энергией понимается энергия, уносимая α -частицами при полном распаде всех атомов, поскольку вклад β -частиц в общую выделенную энергию достаточно мал и его можно не учитывать. Пусть E_A , E_B и E_C – энергия α -частиц на один акт распада нуклидов RaA, RaB и RaC соответственно. Так как RaB β -активен, то $E_A=0$; $E_B = 5,99$ МэВ; $E_C = 7,68$ МэВ.

Каждый атом RaA в результате распада образует один атом α -активного RaC. Следовательно, при распаде одного атома RaA в конечном итоге выделится энергия E_A+E_C . Каждый атом RaB также образует один атом RaC, и в результате распада одного атома RaB в конечном итоге выделится энергия E_C , такая же энергия выделится при распаде одного атома RaC. Таким образом, скрытая энергия для заданной концентрации продуктов распада радона будет равна

$$\Delta E = n_A(E_A + E_C) + (n_B + n_C)E_C. \quad (14.24)$$

Предельно допустимое содержание продуктов распада в воздухе можно выразить через скрытую энергию. Если ΔE_0 – скрытая энергия предельно допустимой концентрации аэрозолей, то отношение $\Delta E/\Delta E_0$ является мерой радиационной опасности. Величину ΔE можно определить по измерению активности, осевшей на фильтре. Число радиоактивных атомов, осевших на фильтре за время отбора пробы t_0 , будет $(n_A+n_B+n_C)wt_0\eta$, где η означает эффективность фильтра, а w – объемную скорость прокачки.

При равновесии между RaA, RaB и RaC в воздухе $\lambda_A n_A = \lambda_B n_B = \lambda_C n_C$, и полная активность атомов, осевших на фильтре, будет $Q_0 = 3\lambda_A n_A W t_0 \eta$. Если время отбора пробы t_0 достаточно мало, можно считать, что начальная активность фильтра есть Q_0 . После прекращения прокачки активность фильтра будет уменьшаться, и ее значение через любое время t' можно вычислить по закону радиоактивного распада.

Обычно обсчет фильтров проводится либо по α -, либо по β -излучению. В данном случае нас интересуют только α -частицы. Начальная α -активность фильтра при условии равновесия $Q_\alpha = 2\lambda_A n_A W t_0 \eta$, и она поровну распределена между RaA и RaC.

На практике условия равновесия часто нарушаются. Метод скрытой энергии основан на том, что если через большой промежуток времени после взятия пробы при любом сдвиге равновесия α -активность осажденных на фильтре продуктов радона равна α -активности через то же самое время для равновесной пробы, то скрытая энергия у двух проб практически одинакова. Это правило тем точнее, чем больше времени прошло с момента осаждения на фильтре.

Оценку радиационной опасности путем измерения скрытой энергии получают следующим образом. По измеренной примерно через 1 ч после отбора пробы активности фильтра определяют эквивалентную активность равновесной пробы Q_α в начальный момент; соответствующая концентрация активности в воздухе определяется отношением Q_α/V , где V – объем воздуха, прокачанного через фильтр во время отбора пробы. Если Q_0 – суммарная предельно допустимая концентрация (ПДК) дочерних продуктов радона, находящихся в равновесии, то концентрация активности в измеряемом воздухе в единицах ПДК будет $Q_\alpha/Q_0 V$.

Скрытая энергия любой смеси короткоживущих продуктов радона или торона в воздухе равна сумме скрытой энергии всех атомов дочерних продуктов, содержащихся в единичном объеме воздуха. Единица измерения скрытой энергии в СИ – Дж/м³; 1 Дж/м³ = 6,24 × 10⁹ МэВ/л.

Для целей противорадиационной защиты применяют специальную единицу скрытой энергии смеси дочерних продуктов радона или торона – рабочий уровень (РУ).

Единица РУ определена как скрытая энергия в воздухе, равная 1,3 × 10⁵ МэВ/л; это приблизительно соответствует уровню скрытой энергии короткоживущих продуктов радона, находящихся в радиоактивном равновесии с радоном при его концентрации 3,7 кБк/м³. Для дочерних продуктов торона, находящихся с ним в равновесии, 1 РУ соответствует концентрации торона 275 Бк/м³.

Для неравновесной смеси дочерних короткоживущих продуктов радона или торона применяют *эквивалентную равновесную концентрацию* (ЭРК). ЭРК – это такая концентрация в единицах активности находящегося в равновесии со своими дочерними продуктами радона (торона), которая имеет ту же скрытую энергию, что и фактическая неравновесная смесь.

Сдвиг равновесия между радоном и его дочерними продуктами можно оценить коэффициентом равновесия F , который равен отношению ЭРК радона к его фактической концентрации в воздухе A :

$$F = \text{ЭРК}/A.$$

По смыслу это есть отношение скрытой энергии дочерних продуктов при фактической их концентрации к скрытой энергии, которая была бы при их равновесии с радоном.

Для оценки радиационной опасности для персонала, работающего в условиях повышенной концентрации радона, используют единицу РУМ – рабочий

уровень за месяц. РУМ выражает экспозицию по величине скрытой энергии; 1 РУМ соответствует экспозиции единицей рабочего уровня 1 РУ в течение рабочего периода календарного месяца, принятого равным 170 ч. Следовательно, $1 \text{ РУМ} = 170 \text{ РУ} \cdot \text{ч} = 2,2 \times 10^7 \text{ МэВ} \cdot \text{ч/л} = 3,5 \times 10^{-3} \text{ Дж} \cdot \text{ч} \cdot \text{м}^{-3}$; $1 \text{ Дж} \cdot \text{ч} \cdot \text{м}^{-3} = 285 \text{ РУМ}$

14.8. МЕТОДЫ УЛАВЛИВАНИЯ АЭРОЗОЛЕЙ И ГАЗОВ

В процессе работы с радиоактивными веществами могут образовываться аэрозоли и газы, причем в большинстве случаев в таких концентрациях, что выброс их в атмосферу недопустим. В связи с разнообразием технологических процессов в практике используются различные методы улавливания аэрозолей. Уловить дисперсные частицы – это значит отделить их от газа (чаще всего воздуха) и предотвратить возможность их повторного попадания в эту среду.

Основной характеристикой улавливающих устройств является их эффективность. Под эффективностью улавливания аэрозолей понимают отношение количества дисперсной фазы (массы, активности), задержанной в улавливающем устройстве, к количеству дисперсной фазы на его входе за определенный промежуток времени. Большое значение при выборе фильтрующих устройств имеет и скорость процесса фильтрации, определяемая перепадом давления (до и после), создаваемого газоотсасывающими или газонагнетательными установками. Немаловажными характеристиками фильтрующих устройств являются габариты, легкость очистки, продолжительность работы, стоимость. В зависимости от дисперсности частиц и их физико-химического состояния используют те или иные способы очистки. В промышленности наиболее широкое распространение получили способы очистки вентиляционных выбросов с помощью циклонов, скрубберов, фильтров, адсорбентов, газгольдеров [12].

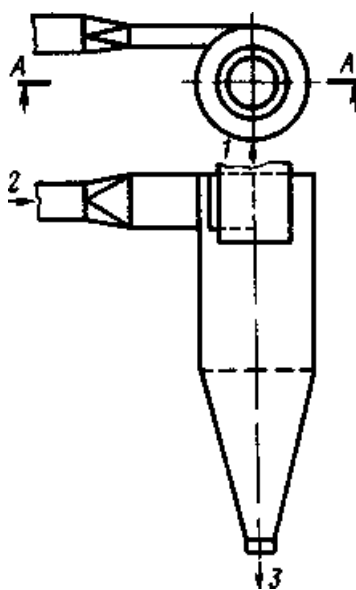


Рис. 14.3. Циклонный сепаратор: 1 – выхлопная труба для воздуха; 2 – входное отверстие для воздуха; 3 – выходное отверстие для пыли

Для пылеулавливания широко используют инерционные пылеотделители, в которых внешней силой является аэродинамическое воздействие газового потока при условии, что влиянием других сил можно пренебречь (рис. 14.3).

Запыленный газ (воздух) вводится в верхнюю часть циклона в тангенциальном направлении. Летящие с большой скоростью частицы пыли как бы прижимаются под действием центробежных сил к внутренним стенкам сепаратора и опускаются из кольцевого пространства, образуемого корпусом цилиндра и выхлопной трубой, в конусную часть, ссыпаясь через выпускное отверстие в сборники. Газ, продолжая вращаться, удаляется через выхлопную трубу на выброс или дальнейшую очистку. Таким образом, можно обеспечить практически полное пылеулавливание частиц крупнее 30 мкм. Улавливание более мелкодисперсных частиц затруднительно и малоэффективно. В высокопроизводительных циклонах частицы размером 5 мкм могут быть уловлены на 80%, а 2 мкм – менее чем на 40%. Поэтому циклонные сепараторы в таких случаях применяются совместно с пылеулавливающими устройствами, позволяющими доулавливать мелкодисперсную фазу аэрозолей, например скрубберами.

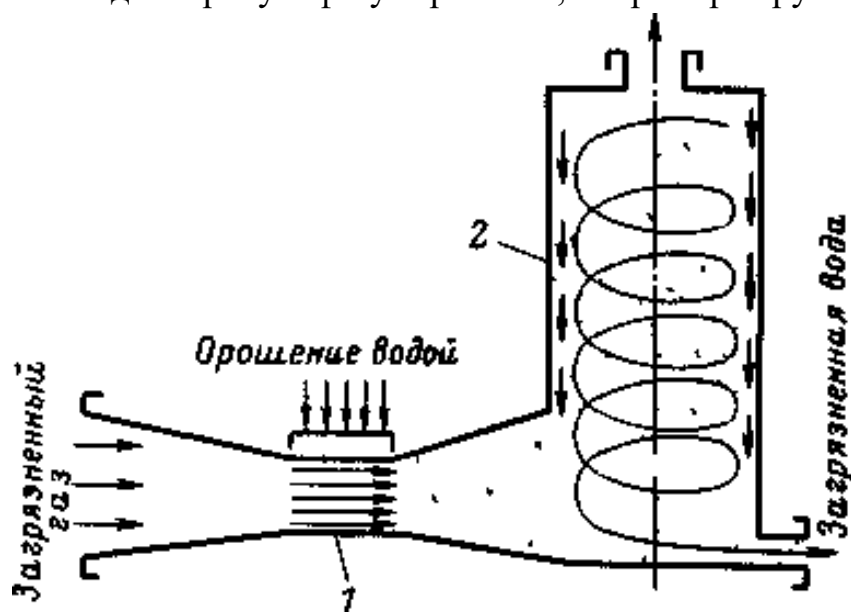


Рис. 14.4. Скруббер Вентури: 1 – труба Вентури; 2 – циклонный брызгоуловитель

Скрубберы применяются самой различной конструкции. Улавливание взвешенных частиц в скруббере может происходить, например, с помощью капелек жидкости, орошающих движущийся через пену газ.

Широкое применение для очистки воздуха от радиоактивных аэрозолей находит скруббер Вентури совместно с циклонным брызгоуловителем (рис. 14.4). В горловине (узкой части) скруббера Вентури давление ниже, чем в широкой. Орошающая жидкость (например, чистая вода) впрыскивается в горловину трубы Вентури под низким давлением и равномерно распределяется в виде жидкой завесы по поперечному сечению горловины. Загрязненный радиоактивными частицами газ разбивает жидкость на капли, которые, соударяясь с частицами пыли, устремляются в расширяющуюся часть трубы, где частицы укрупняются и попадают в циклонный брызгоуловитель, в котором капельки

радиоактивной жидкости стекают по стенкам вниз. Загрязненная вода (или пульпа) поступает в специальную емкость, откуда снова подается на орошение. Периодически вода в емкости заменяется, а загрязненная направляется на очистку.

Мокрые способы очистки находят применение при очистке высокотемпературных (горячих) газов, выходящих из печей сжигания радиоактивных отходов производства или технологических аппаратов, а также при очистке воздуха, загрязненного каплями радиоактивной жидкости. Таким способом улавливания можно достигнуть эффективности примерно 97% при размере частиц более 0,5 мкм.

Для очистки вентиляционных выбросов применяются и фильтры, различные по конструкции и принципиальному устройству.

Работу фильтров характеризуют эффективностью улавливания, пористостью фильтра, пылеемкостью, аэродинамическим сопротивлением и другими показателями. Под пористостью фильтра понимают отношение воздушного пространства, занимаемого порами в фильтрующем материале, к общему объему этого материала. По способу применения фильтры подразделяются на фильтры грубой и тонкой очистки. Фильтры бывают самоочищаемые (генерируемые) и разового пользования.

Наибольшее применение нашли следующие фильтры: металлотканевые МТФ; металлокерамические МКФ; набивные; тканевые; фильтры, снаряженные тканью Петрянова; электрофильтры и ядерные фильтры.

Металлотканевые фильтры представляют собой сотканые вместе нити ткани с проволокой такой плотности, чтобы воздушные ячейки не пропускали частицы больше заданного размера. Металлокерамические фильтры состоят из керамических трубок с высокоразвитой поверхностью. Набивные фильтры состоят из различных волокнистых и зернистых материалов: стекловолокно, полиэтиленовое волокно (нейлон), поливинилхлоридное волокно, шлаковая "шерсть" (изготавливается из доменного шлака), лавсан, картон, бумага. К набивным фильтрам можно отнести и тканевые, если набивка фильтров производится фетром, сукном и другими тканевыми материалами.

В качестве фильтрующего материала в тканевых фильтрах применяются наряду с перечисленными материалами и обычная хлопчатобумажная ткань, войлок и механические перепутанные волокна различных тканевых материалов. Фильтры изготовляют в виде рукавов (рукавные) и кассет (кассетные). Как правило, волокнистые фильтры – фильтры объемного действия, так как они улавливают и накапливают аэрозоли. Осаждение частиц в начальный период работы фильтра происходит за счет инерции, диффузии и электрического взаимодействия с ближайшими к частицам волокнами. Каждая частица, многократно встречаясь на своем пути с волокнами, осаждается на них. В результате накопления частиц на фильтре эффективность фильтра возрастает за счет того, что на фильтре частицы начинают самофильтроваться.

Волокнистые фильтры из специальных материалов (например, стекловолокна) позволяют уловить не только твердые, но и жидкие аэрозоли. В процессе накопления твердой и жидкой фазы фильтр самоочищается, так как загрязненный осадок стекает с фильтра. Фильтры из синтетических волокон химически

стойки. Керамические фильтры обладают не только химической, но и температурной стойкостью.

Перечисленные выше фильтры в зависимости от размера пор могут очищать газ (воздух) от аэрозолей размером около 1–10 мкм.

В последние годы для очистки тонкодисперсных аэрозолей нашли весьма широкое применение материалы из ультратонких волокон, разработанные при участии и под руководством академика И. В. Петрянова-Соколова. По имени автора они получили название фильтров Петрянова (ФП). Фильтры применяются для очистки воздуха и газов не только от радиоактивных аэрозолей, но и от любых тонкодисперсных частиц размером 1 мкм и меньше. Можно смело сказать, что в настоящее время практически ни одно предприятие, которое имеет дело с радиоактивными веществами, не обходится без применения фильтров Петрянова.

Особенно, широкое применение в фильтрах нашли ткани марок ФПП и ФПА. Ткань марки ФПП состоит из ультратонких волокон перхлорвинила, нанесенных на марлевую или бязевую подложку. Ультратонкие волокна перхлорвинила не смачиваются водой, стойки к кислотам и щелочам. Эксплуатируются при температуре до 60 °С. Средний диаметр волокон ФПП 1,5 и 2,5 мкм. Ткань маркируется по диаметру волокон: при диаметре волокон 1,5 мкм – ФПП-15, при диаметре волокон 2,5 мкм – ФПП-25. Ткани ФПП не стойки к маслам и органическим растворителям.

Ткань марки ФПА состоит из ультратонких волокон ацетилцеллюлозы. Диаметр волокон ткани ФПА 1,5 мкм. Ткани ФПА стойки к органическим растворителям типа пластификаторов, маслам, но не стойки к действию кислот, щелочей и органических растворителей типа ацетона, дихлорэтана.

Ткани классифицируются и по их сопротивлению воздуху. За единицу сопротивления принимают сопротивление чистой ткани 1 кгс/м² при скорости воздуха 1 см/с. Промышленностью выпускаются ткани с сопротивлением 1; 5 и 3,0 кгс/м². Ткани с большим сопротивлением получают складыванием ткани в несколько слоев. Фильтры собирают из П-образных деревянных рамок, причем закрытые стороны рамок чередуются (рис. 14.5).

Промышленностью выпускаются различные марки рамочных фильтров, например Д-6, Д-9, Д-15, Д-26 и др. Цифра после индекса указывает площадь фильтрующей поверхности в квадратных метрах.

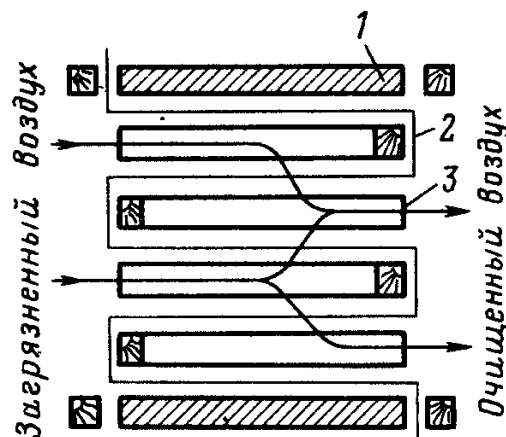


Рис. 14.5. Схема рамочного фильтра: 1 – кожух; 2 – фильтрующая ткань Петрянова; 3 – П-образная рамка

Фильтры Петрянова используются для очистки газа (воздуха) от тонкодисперсных аэрозолей и, как правило, в системах пылегазоочистки, они устанавливаются после фильтров грубой очистки. Нормально они работают, когда в очищаемом воздухе общая массовая концентрация частиц не превышает $0,2 \div 0,5 \text{ мг/м}^3$. Коэффициент очистки фильтров на основе ткани Петрянова достигает 99,99%. Практика эксплуатации фильтров Петрянова показывает, что максимальное накопление пыли на фильтре не должно превышать $50\text{--}100 \text{ г/м}^2$, после чего их необходимо менять.

Фильтры грубой и тонкой очистки при небольших объемах очищаемого воздуха могут быть размещены в одном корпусе. К числу комбинированных (двухступенчатых) фильтров относятся фильтры марок ДК-0,11; ДК-0,24; ДК-0,6; ДК-1,4; ДК-4,5. Роль фильтра грубой очистки (1-я ступень) выполняет лавсановая ткань с плотностью укладки лавсанового волокна 15 кг/м^3 , а фильтра тонкой очистки (2-я ступень) – ткань Петрянова. Фильтры выпускаются на различную производительность.

Электрофильтры представляют собой набор перфорированных осадительных пластин-электродов, поставленных перпендикулярно к главному газовому потоку. Между группами таких электродов, называемых осадительными секциями, расположены двусторонние игольчатые ионизаторы. Осадительные электроды одного знака (отрицательные) полностью изолированы диэлектриком. Напряжение на электродах $20\text{--}30 \text{ кВ}$, ток ионизации $1,5\text{--}1,6 \text{ мА}$. Максимальная температура очищаемых газов 60°C . Электрофильтры используются при начальной концентрации частиц не более 5 мг/м^3 . Степень очистки от высокодисперсных аэрозольных частиц $97\text{--}99\%$. Фильтры работают практически при любой влажности. Тонкодисперсная пыль достаточно прочно удерживается на изолированных электродах.

Электрофильтры изготавливаются отечественной промышленностью в виде отдельных ячеек, из которых легко комплектуется фильтр любой желаемой производительности. Регенерация фильтра производится водой, поэтому он является фильтром длительного пользования. Электрофильтры удобны для

очистки приточного воздуха от пыли и очистки вентиляционных выбросов с небольшим содержанием пыли.

Ядерные фильтры. Если направить пучок тяжелых ионов, полученных на ускорителях, на тонкую пленку вещества (слюду, стекло, лавсан, фторопласт), то тяжелые ионы образуют канал сильного радиационного повреждения в материале пленки. В направлении движения ионов сложные молекулы разрываются и расщепляются на более простые. Под действием окислителей (например, перекиси водорода) более простые молекулы активно захватывают атомы кислорода с образованием кислот. После травления эти кислоты переходят в растворимые соли. Если тщательно промыть пленку, то в местах воздействия ионов образуются сквозные отверстия, диаметр которых зависит от типа и энергии ионов, от материала пленки и условий травления. Таким способом можно приготовить пленки с отверстием до 10 мкм. Количество отверстий на единицу площади пленки и их диаметр можно варьировать в широких пределах.

Пленки можно использовать для изготовления фильтров тонкой очистки. Частицы диаметром больше диаметра отверстия в таких пленках задерживаются и собираются на поверхности фильтра. Такой фильтр можно легко очистить, если продуть его воздухом в обратном направлении. Материал пленки можно выбрать стойким к воздействию температуры, кислот и щелочей.

Очистка воздуха от инертных радиоактивных газов – весьма трудоемкая задача. Ввиду химической инертности их можно извлечь из газообразных потоков с помощью физической адсорбции на подходящем сорбенте. Таким сорбентом могут служить активированный уголь, силикагель, стекловата и другие вещества. Инертные газы при прохождении через адсорбент задерживаются на значительное время по сравнению с газом-носителем, и поэтому в движущейся газовой фазе остается меньшая доля первоначального количества инертного газа. В результате распада короткоживущих радионуклидов суммарная удельная активность газовой среды существенно снижается.

Другим способом очистки воздуха от инертных газов является их сжатие в специальных емкостях (газгольдерах) и хранение до распада короткоживущих нуклидов с последующим выбросом газа через высокие трубы.

Результаты многочисленных испытаний показали, что с помощью активированного угля с большой эффективностью можно улавливать и другие радиоактивные газы, например фтористый уран, радиоактивный иод. Конструкции фильтров с угольным адсорбентом весьма разнообразны. Часто их используют в сочетании с другими фильтрующими устройствами (скрубберами с водными растворами щелочей, аэрозольными фильтрами). При улавливании паров элементарного иода используют ткани Петрянова, пропитанные спиртовым раствором КОН.

14.9. МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОНЦЕНТРАЦИИ АЭРОЗОЛЕЙ

При работе с радиоактивными веществами всегда имеется вероятность попадания радиоактивных газов и аэрозолей в воздух рабочих помещений,

например при замене фильтров; при ремонтных работах, связанных с разборкой оборудования; при нарушении в процессе работы герметичности боксов и вентиляционных воздухопроводов; при недостаточной очистке инструментов, приборов, приспособлений, тары при выемке их из боксов, шкафов, укрытий. Поэтому служба дозиметрии и радиационной безопасности организует на производственных участках контроль концентрации газов и аэрозолей.

Определить концентрацию радиоактивных аэрозолей можно с помощью прокачки определенного объема воздуха через фильтр и последующего измерения его активности. Простейшая схема пробоотборника радиоактивных аэрозолей в воздухе производственных помещений приведена на рис. 14.6.

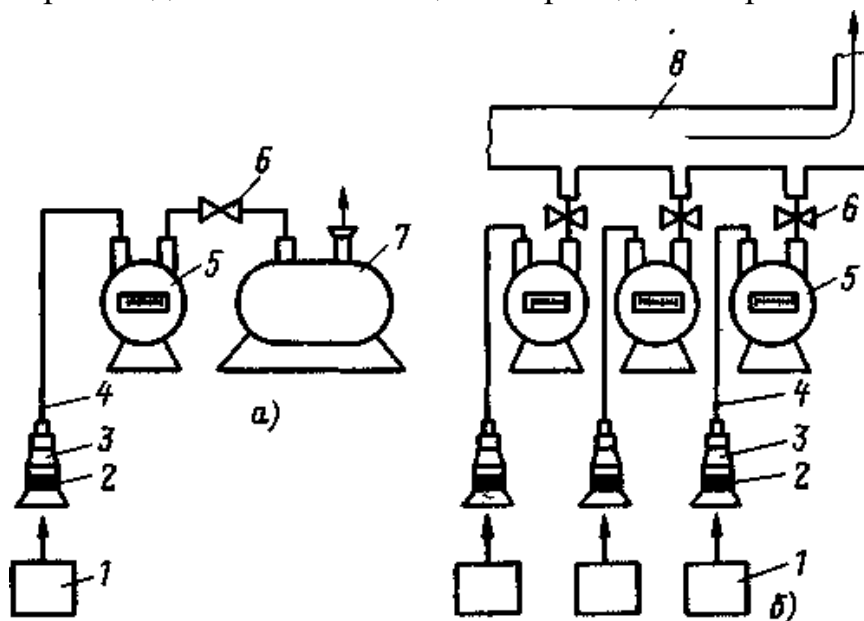


Рис. 14.6. Схема пробоотборника радиоактивных аэрозолей с помощью воздуходувки (а) и вакуумной разводки (б): 1 – место пробоотбора аэрозолей; 2 – фильтр; 3 – аллонж; 4 – вакуумный шланг; 5 – счётчик объёма прокачиваемого воздуха; 6 – кран перекрывания вакуума; 7 – воздуходувка; 8 – вакуумная разводка

В качестве фильтров используются фильтры Петрянова и беззольные фильтры. Фильтры для отбора проб называются аналитическими; к ним относятся фильтры типа АФА. Они предназначены для контроля и анализа воздуха и производственных газов, загрязненных аэродисперсными примесями (мелкодисперсными твердыми и жидкими аэрозолями).

По сравнению с беззольными бумажными фильтрами фильтры АФА имеют некоторые преимущества: высокую задерживающую способность, малое аэродинамическое сопротивление потоку воздуха, большую пропускную способность (до 120 л/мин), небольшую собственную массу (до 100 мг). Большая часть аналитических фильтров АФА не смачивается водой, они стойки к химически агрессивным средам, хорошо растворимы в органических растворителях (дихлорэтано, ацетоне). Фильтры АФА представляют собой плоские диски из ткани Петрянова с рабочими поверхностями 3, 10 и 20 см² (рис. 14.7).

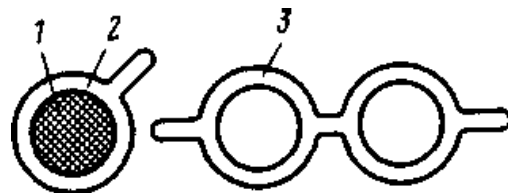


Рис. 14.7. Общий вид и основные элементы фильтров АФА-РМА-20, АФА-РГ-3:
1 – фильтр АФА; 2 – опорное кольцо; 3 – защитное кольцо

Выбор прокачивающих устройств (воздуходувок, форвакуумных насосов и т.п.) зависит как от динамического сопротивления фильтра, так и от объема воздуха (газа), который необходимо прокачать через фильтр, чтобы надежно определить концентрацию в нем радиоактивных аэрозолей. Скорость прокачки воздуха через фильтр выбирается такой, чтобы обеспечить достаточное улавливание и быстрый отбор проб. Объем прокачиваемого воздуха зависит от количественного содержания в нем радиоактивных аэрозолей. Аллонж с фильтром устанавливается, как правило, в зоне дыхания персонала на высоте около 1,5 м от пола.

После отбора проб с помощью радиометрической установки производят измерение активности фильтров после распада короткоживущих радиоактивных нуклидов. Например, если аэрозоли – урана или тория, то фильтр выдерживают, пока не распадутся короткоживущие продукты распада радона, торона и актинона. Если в воздухе отсутствуют другие долгоживущие α -излучения и количество неактивной пыли на фильтре не превышает 1 мг/см^2 , то производится прямое радиометрическое определение урана без химической обработки фильтра.

Концентрация радионуклида определяется по формуле

$$A_v = \frac{K_{\text{эф}}(N_{\text{П+Ф}} - N_{\text{Ф}})p}{2,2 \times 10^{-12} FV}, \quad (14.25)$$

где q_v – концентрация радионуклида в воздухе, Ки/л; $K_{\text{эф}}$ – эффективность установки, имп./расп.; $N_{\text{П+Ф}}$ – скорость счета при измерении пробы с фоном, имп./мин; $N_{\text{Ф}}$ – скорость счета при измерении фона, имп./мин; V – объем прокачанного через фильтр воздуха, м^3 ; F – эффективность фильтра; p – коэффициент, учитывающий самопоглощение α -частиц в фильтре. Эффективность установки определяется соотношением

$$K_{\text{эф}} = \frac{A}{N}, \quad (14.25)$$

где A – активность контрольного источника, расп./мин; N – скорость счета от контрольного источника без фона, имп./мин.

Под эффективностью фильтра понимают отношение количества осажденной в фильтре активности к активности, содержащейся в прокачанном воздухе.

При определении содержания активной пыли эффективность фильтра достаточно определить для партии фильтров при рабочей скорости протягивания воздуха. В случае изменения технологических процессов производства или условий протягивания воздуха эффективность фильтра уточняется.

Определение концентрации инертных газов, которые практически не улавливаются и не осаждаются на фильтрах, производят путем непосредственного введения их в ионизационную камеру и последующего измерения. Или пользуются другим методом: исследуемый воздух пропускают через патрон с активированным углем, который адсорбирует инертный газ. С помощью β -счетчика определяют его активность. Таким образом, например, можно определить концентрацию радона по β -излучению продуктов его распада, аэрозоли фтористого урана и др.

В практике работы предприятий применяются и другие методы определения концентраций радиоактивных аэрозолей и газов. Например, для улавливания радиоактивных аэрозолей используют различные растворы кислот, щелочей. По измеренной активности раствора и известному объему прокачанного через него воздуха находят концентрацию газов без разделения долго- и короткоживущего компонентов активности аэрозолей в воздухе. Концентрацию аэрозолей в воздухе можно определить и с помощью электрофильтров. Пыль из прокачиваемого воздуха собирается на плоскую съемную мишень электрофильтра. По измеренной скорости счета от активной пыли на мишени, объему прокачиваемого воздуха, эффективности радиометрической установки с учетом эффективности электрофильтра рассчитывают концентрацию аэрозолей в воздухе.

В последние годы все более широкое распространение для определения концентрации радиоактивных газов и аэрозолей получили приборные методы. Приборы подразделяются на переносные и стационарные. Приборы и установки называются аэрозольными радиометрами. Стационарные аэрозольные радиометры применяются обычно в тех случаях, когда имеется вероятность постоянного загрязнения воздуха. Переносные аэрозольные радиометры применяются для контроля отдельных помещений, участков с предполагаемым загрязнением воздуха.

Кратко рассмотрим один из таких приборов – аэрозольно-газовый радиометр РВ-4. Он предназначен для обнаружения и периодического измерения концентраций α - и β -активных аэрозолей и β -активных газов.

В зависимости от условий работы радиометр РВ4 комплектуется в пяти вариантах: РВ4-1 [для условий, требующих повышенной механической прочности (рис. 14.8)], РВ-4-А (для измерений преимущественно концентраций аэрозолей), РВ-4-Б (для измерений преимущественно концентраций газов), РВ-4-В (для работы на открытом воздухе), РВ-4-Г (для работы в помещениях и на открытом воздухе).

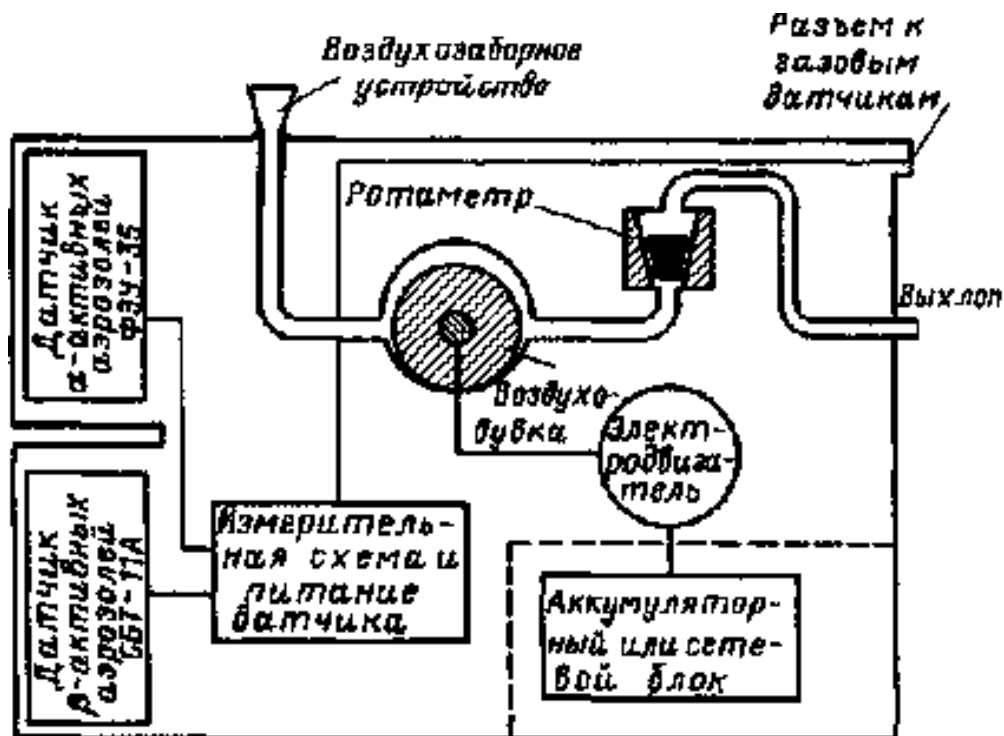


Рис.14.8. Структурная схема радиометра РВ-4-1

Пределы измерения концентраций α -активных аэрозолей – от 10^{-13} до 10^{-10} Ки/л для радионуклида ^{239}Pu ; β -активных аэрозолей – от 10^{-12} до 10^{-9} для радионуклида $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$; β -активных газов – от 10^{-9} до 10^{-6} для радионуклида $^{41}_{18}\text{Ar}$. Энергия регистрируемых α -частиц – от 4 МэВ и выше, β -частиц – от 0,2 МэВ и выше. Концентрации α - и β -активных аэрозолей определяются измерением активности участка фильтра, на котором уловлены радиоактивные частицы из объема воздуха, прокачанного через прибор.

Прокачивание воздуха осуществляется воздуходувками, встроенными в пульт радиометра и пробоотборника. Объем прокачанного воздуха определяется временем и скоростью прокачки воздуха. Прокачка воздуха и измерение активности фильтра производятся отдельно. Активность аспирированного участка фильтра измеряется отдельно по α - и β -излучению. α -Активность измеряется с помощью сцинтилляционного счетчика, α -активность – газоразрядного счетчика, расположенных в пульте радиометра. Концентрация радиоактивных газов измеряется прямым методом по числу частиц, зарегистрированных счетчиком из определенного объема воздуха.

15. ДОЗИМЕТРИЯ ПОТОКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

15.1. ПРОБЛЕМЫ ДОЗИМЕТРИИ ПОТОКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Дозиметрия любого вида ионизирующего излучения сводится в конечном итоге к измерению и анализу результата взаимодействия заряженных частиц с веществом. Возможность дозиметрии косвенно ионизирующего излучения на основе измерения сопряжённого с ним излучения заряженных частиц определяется наличием однозначной связи между характеристиками поля первичного и вторичного излучений. Однозначность упомянутой связи обеспечивается определёнными условиями измерения, например электронным равновесием. Обозначим ϕ_γ плотность потока косвенно ионизирующего излучения, ϕ_e – плотность потока сопряжённых с ним заряженных частиц. Связь между этими характеристиками поля излучения легко устанавливается при наличии равновесия

$$\phi_\gamma \bar{E} \bar{\mu}_k = \phi_e \bar{L}, \quad (15.1)$$

где $\bar{L}$ – усреднённое по спектру заряженных частиц значение ЛПЭ; $\bar{\mu}_k$ – усреднённое по спектру первичного косвенно ионизирующего излучения значение коэффициента передачи энергии; $\bar{E}$ – средняя энергия частиц первичного излучения. От плотности потока частиц можно перейти к другим характеристикам. Таким образом, формула (15.1) дает фундаментальное соотношение между первичным и вторичным излучением.

Поток заряженных частиц может возникнуть, однако, не только в результате взаимодействия косвенно ионизирующего излучения с веществом. Есть большое число радионуклидов, которые в результате β -распада испускают электроны (β -частицы). Энергетический спектр β -излучения радионуклидов всегда непрерывен; максимальная энергия β -частиц не превосходит нескольких мегаэлектрон-вольт. Другой вид заряженных частиц, спускаемых радионуклидами, – это α -частицы, которые бывают моноэнергетичны. Энергия α -частиц, испускаемых радионуклидами, также не превосходит нескольких мегаэлектрон-вольт.

Вопросы дозиметрии корпускулярного излучения радионуклидов особенно сложны, когда нуклиды распределены внутри облучаемого объекта. Эти вопросы рассматриваются в разд. 14.

Поток заряженных частиц, испускаемых радиоактивным источником, определяется активностью входящих в его состав радионуклидов. Если активность радионуклида равна $\mathcal{A}$, то, принимая его за точечный источник, для плотности потока частиц ϕ_R на расстоянии R при отсутствии поглощения можно написать:

$$\phi_R = \frac{c\mathcal{A}}{4\pi R^2}, \quad (15.2)$$

где c – коэффициент, равный числу возникающих заряженных частиц на один акт распада, определяемый схемой распада данного радионуклида.

Выражая активность в Бк, расстояние – в см, плотность потока получим в $1/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$. Напомним, что при активности в 1 Бк происходит один распад в секунду. Единица активности беккерель связана с внесистемной единицей активности Кюри следующим соотношением:

$$1 \text{ Ки} = 3,7 \times 10^{10} \text{ Бк}$$

$3,7 \times 10^{10}$ – округленное число α -распадов, происходящих в 1 с в 1 г чистого ^{226}Ra .

Если среднее значение ЛПЭ заряженных частиц выразить в массовых единицах, то мощность поглощённой дозы P в точке, где плотность потока частиц равна ϕ , дается следующей формулой:

$$P = \phi \bar{L}, \quad (15.3)$$

В тех случаях, когда радиационные потери незначительны, можно ЛПЭ заменить тормозной способностью вещества.

Мощными источниками потоков заряженных частиц являются ускорители. При использовании ускорителей возникает необходимость дозиметрии внешних потоков заряженных частиц, обладающих различной ионизирующей способностью в широком энергетическом диапазоне. Это – электроны, протоны, а также мюоны и π -мезоны, которые могут возникать в высокоэнергетических ускорителях в процессах ядерных превращений. Упомянутые частицы имеют одинаковый заряд, но различаются массой. Мюоны и π -мезоны, кроме того, нестабильны; их вклад в дозное поле приходится учитывать в целях противорадиационной защиты.

При дозиметрии пучков ускоренных протонов надо учитывать резкое возрастание ЛПЭ в конце пробега частицы (пик Брэгга).

В специальных установках могут генерироваться также пучки ускоренных тяжелых ядер.

До определённой энергии заряженная частица практически теряет энергию только на ионизацию, однако этот энергетический диапазон преобладания ионизационных потерь зависит от рода частиц. Различия в свойствах частиц определяют различия в значениях ЛПЭ (при одинаковой энергии) и **взвешивающего коэффициента излучения** (коэффициента качества).

Полный набор заряженных частиц – от электронов до тяжёлых ядер – встречается в условиях космического полёта.

В следующих параграфах рассматриваются принципы дозиметрии внешних потоков β -излучения и ускоренных частиц.

Мощными источниками потоков заряженных частиц являются ускорители. При использовании ускорителей возникает необходимость дозиметрии внешних потоков заряженных частиц, обладающих различной ионизирующей способностью в широком энергетическом диапазоне.

В следующих подразделах рассматриваются принципы дозиметрии внешних потоков β -излучения.

15.2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ДОЗИМЕТРИИ

ПУЧКОВ β -ЧАСТИЦ

Принципиально все методы дозиметрии фотонного излучения могут быть использованы для дозиметрии β -излучения. Применяя тот или иной метод на практике, следует учитывать быструю поглощаемость β -частиц, их малый пробег и энергетический спектр. Распространенный ионизационный метод наиболее удачно реализуется в экстраполяционных камерах. Наличие в сложном β -спектре частиц с низкой энергией и соответственно с малой длиной пробега приводит к неравномерной ионизации по направлению распространения излучения. С помощью обычной ионизационной камеры можно получить лишь усреднённый по всему ионизационному объёму результат; это ограничивает точность определения координат точки, к которой следует отнести измеренную ионизацию. К β -излучению применима теория Брэгга–Грея, если ионизационный объём намного меньше пробега электронов. Вследствие конечных размеров ионизационного объёма условия Брэгга–Грея для случая β -излучения могут быть существенно нарушены.

Принцип экстраполяционной камеры заключается в том, что измеряется ионизация между электродами, расстояние между которыми может изменяться. Типичная кривая зависимости ионизационного тока I от расстояния между электродами h представлена на рис. 15.1. Величина $i_0 = (di/dh)_{h=0}$ называется экстраполяционным током и представляет собой предельное значение ионизационного тока насыщения на единицу ширины зазора; таким образом, исключается влияние зазора.

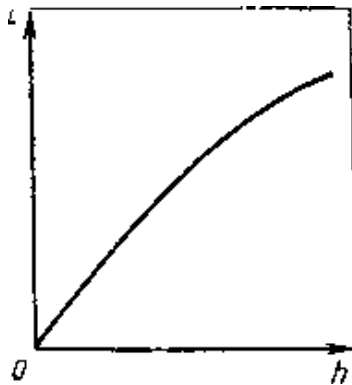


Рис. 15.1. Типичная зависимость ионизационного тока i в экстраполяционной камере от расстояния между электродами h

Наиболее употребительна плоскопараллельная ионизационная камера (рис. 15.2). β -частицы проходят через передний электрод B и производят ионизацию газа между электродами B и C . Электрод A служит для выравнивания электрического поля и точного определения ионизационного объёма. Энергия, поглощённая в единице объёма материала электрода B на границе около зазора:

$$\Delta E = \frac{WqS_z}{S_r}, \quad (15.4)$$

где W – средняя энергия ионообразования в воздухе; q – число пар ионов, образующихся в единице объёма зазора в единицу времени; S_Z и S_T – тормозная способность материала переднего электрода и газа в зазоре соответственно. Величина q определяется по экстраполяционному току: $q = i_s / (S_s e)$, где S_s – площадь переднего электрода; e – заряд одного иона.

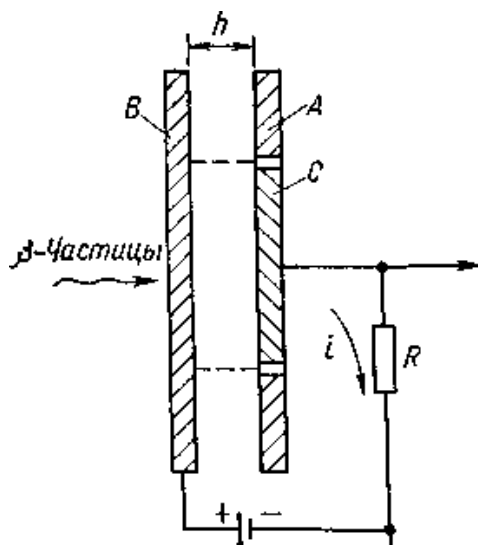


Рис. 15.2. Схема плоскопараллельной экстраполяционной камеры

С учетом зависимости плотности газа от температуры и давления мощность поглощенной дозы P_Z Гр/с, в материале переднего электрода на границе около зазора при температуре $t, ^\circ\text{C}$, и давлении p , мм рт. ст., определяется формулой

$$P_Z = 10^3 W \frac{i_s}{S_s} \frac{760}{p} \frac{273+t}{273} \frac{S_Z}{\rho_0 S_T}. \quad (15.5)$$

В этой формуле величина W выражена в электрон-вольтах; i_s – в амперах на 1 см; S_s – в квадратных сантиметрах; ρ_0 – плотность газа при $p = 760$ мм рт. ст. и $t = 0^\circ\text{C}$ в граммах на 1 см³.

Меняя толщину переднего электрода, можно определить распределение поглощенной дозы по глубине.

Для целей β -дозиметрии можно использовать сцинтилляционную технику. Однако в сцинтилляционных дозиметрах с толстыми кристаллами усреднение дозы по толщине может привести к грубым ошибкам. Изготовление тонких кристаллов, толщина которых меньше пробега электронов, связано с определенными трудностями. Дозу β -излучения можно определить достаточно точно по измеренному с помощью сцинтилляционного спектрометра спектру β -частиц. Пусть $\Phi(E)dE$ – флюенс электронов с энергией в интервале от E до $E+dE$. Интегральный флюенс электронов

$$\Phi_0 = \int_0^{E_0} \Phi(E) dE, \quad (15.6)$$

где E_0 – максимальная энергия электронов.

Поглощённая доза в материале Z равна

$$D_Z = \int_0^{E_0} \Phi(E) \left(\frac{dE}{dx} \right)_Z dE, \quad (15.7)$$

где $(dE/dx)_Z$ – тормозная способность вещества Z для электронов с энергией E . Средняя доза, приходящаяся на одну β -частицу, определится соотношением

$$D_1 = \frac{\int_0^{E_0} \Phi(E) \left(\frac{dE}{dx} \right)_Z dE}{\int_0^{E_0} \Phi(E) dE} = \left(\overline{\frac{dE}{dx}} \right)_Z. \quad (15.8)$$

Таким образом, средняя доза, приходящаяся на одну частицу, равна тормозной способности, усреднённой по всему спектру. Величина $(dE/dx)_Z$ зависит от энергии β -частицы, и эта зависимость достаточно хорошо известна. Определив экспериментально спектр β -излучения, по известной зависимости $(dE/dx)_Z$ от энергии можно найти $\left(\overline{dE/dx} \right)_Z$ т.е. D_1 . Тогда искомая доза $D_Z = D_1 \Phi_0$, где флюенс Φ_0 измеряется одновременно с энергетическим спектром сцинтилляционным спектрометром.

Если dE/dx выражено в мегаэлектрон-вольтах на 1 г/см^2 , то D , Гр/ β -част., равна

$$D_1 = 1,6 \times 10^{-10} \frac{d\bar{E}}{dx}. \quad (15.9)$$

Спектрометрический метод особенно удобен при дозиметрии β -излучения от плоских источников. Специальные исследования показали, что D_1 для данного нуклида и данного типа подложки имеет постоянное значение с отклонениями $\pm 10\%$ независимо от глубины среды и размеров источника. Это обстоятельство делает метод особенно ценным.

Рассмотрим особенности фотографического метода дозиметрии β -излучения. Пробег β -частиц, обладающих энергией до нескольких сот килоэлектронвольт, в материале фотоплёнки сравним с толщиной плёнки. Толщина эмульсии обычно бывает около 6 мг/см^2 , а целлулоидной основы – около 26 мг/см^2 . При облучении направленным пучком частиц плёнки с двусторонним эмульсионным слоем электроны с энергиями до 60 кэВ закончат свой путь в переднем эмульсионном слое; электроны с энергиями от 60 до 200 кэВ задержатся целлулоидной основой; электроны с несколько большей энергией задержатся задним эмульсионным слоем, и лишь частицы, обладающие энергией выше 250 кэВ , пройдут через оба эмульсионных слоя. По мере повышения энергии частиц их путь становится более прямолинейным. Электроны низкой энергии могут иметь полную длину пути в эмульсионном слое значительно больше, чем электроны высокой энергии, длина пути которых приближается к толщине эмульсии. Указанные обстоятельства определяют заметную зависимость чувствительности фотоплёнки от энергии падающих заряженных частиц. Наличие светозащитного экрана не позволяет регистрировать электроны, пробег которых меньше толщины экрана. Помимо энергетической зависимости существенное значение имеет зависимость чувствительности от угла падения β -

частиц. Следует различать чувствительность по дозе и чувствительность по потоку частиц. Угловая зависимость в обоих случаях различна. Сравним чувствительность по дозе и по потоку для плёнки с бесконечно тонким эмульсионным слоем, т.е. будем считать, что толщина эмульсии значительно меньше пробега β -частиц. Рассмотрим два случая: направленное перпендикулярное падение β -частиц и диффузионное падение частиц из всего полупространства над плёнкой (это может быть, если источники равномерно распределены в пространстве над плёнкой).

Рассмотрим сначала направленное перпендикулярное падение. В этом случае путь, проходимый каждой частицей в эмульсии, равен толщине слоя h . Оптическая плотность плёнки при направленном падении $S_{\text{напр}}$ пропорциональна произведению плотности тока частиц $j_{\text{напр}}$ на толщину эмульсионного слоя h ; плотность тока в этом случае совпадает с плотностью потока:

$$S_{\text{напр}} = aj_{\text{напр}}h. \quad (15.10)$$

Отсюда чувствительность при направленном падении равна

$$\frac{S_{\text{напр}}}{j_{\text{напр}}} = ah. \quad (15.11)$$

Можно показать, что значение чувствительности $S_{\text{диф}}$ по плотности тока частиц $j_{\text{диф}}$ при диффузионном падении даётся выражением

$$\frac{S_{\text{диф}}}{j_{\text{диф}}} = 2ah. \quad (15.12)$$

Сравнив выражения (15.11) и (15.12), можно сделать вывод, что чувствительность по плотности тока частиц для тонкого эмульсионного слоя в случае ненаправленного диффузионного падения в 2 раза выше, чем в случае направленного перпендикулярного падения.

Рассмотрим теперь излучение плоского бесконечно тонкого источника, находящегося на расстоянии y от поверхности плёнки; плёнка и источник параллельны друг другу. Формула чувствительности $S_{\text{пл}}$ по плотности тока частиц $j_{\text{пл}}$ в случае моноэнергетических электронов, выходящих из тонкого непоглощающего слоя, имеет следующий вид:

$$\frac{S_{\text{пл}}}{j_{\text{пл}}} = ah \frac{\ln \frac{R}{y}}{1 - \frac{y}{R}}, \quad (15.13)$$

где R – длина пробега электрона в воздухе.

Теоретически чувствительность по дозе для тонкого слоя не должна зависеть от угла падения частиц. Действительно, поглощённая доза в эмульсионном слое пропорциональна произведению плотности тока частиц на средний путь одной частицы в слое. Плотность тока обратно пропорциональна $\cos \theta$, средний путь пропорционален $\cos \theta$, а их произведение от угла не зависит. Так как оптическая плотность пропорциональна поглощённой дозе, следовательно, и чувствительность по дозе не зависит от угла падения частиц.

В действительности наличие светонепроницаемого экрана и низкоэнергетических частиц в спектре излучения может привести к появлению угловой зависимости.

Кроме того, при большом угле падения путь электронов в эмульсии увеличивается настолько, что заметная часть электронов заканчивает в ней свой пробег. Этот эффект тем сильнее, чем больше угол падения. Следовательно, даже для «голового» эмульсионного слоя конечной толщины дозовая чувствительность уменьшается при достаточно большом угле падения электронов.

Рисунок 15.3 дает представление о влиянии угла падения электронов на энергетическую зависимость оптической плотности фотографической плёнки.

Необходимость измерять чистое β -излучение для оценки радиационной опасности возникает довольно редко. Гораздо чаще требуется производить измерения в смешанном корпускулярно-фотонном поле излучения. Индивидуальную дозиметрию в этих условиях можно произвести фотографическим методом. Для одновременной оценки степени опасности от различных видов излучений в смешанном поле всё большее распространение получают многопольные фотодозиметры.



Рис. 15.3. Влияние угла падения электронов на энергетическую зависимость оптической плотности фотографической плёнки: s_0 — оптическая плотность при нормальном падении

Внешние потоки β -излучения действуют прежде всего на кожу, поражение которой и определяет радиационно-индуцированный эффект. Исследования, выполненные под руководством Д. П. Осанова по установлению связи между поглощённой дозой в коже и медико-биологическими показателями её лучевого поражения, привели к разработке кожного дозиметра, показания которого адекватны радиационно-индуцированному эффекту.

В структуре живой кожи можно выделить два слоя: наружный толщиной примерно 7 мг/см^2 (70 мкм), состоящий из мёртвых клеток, не чувствительных к излучению, и чувствительный слой — эпидермис, основу которого составляют радиочувствительные базальные клетки. Исследования показали, что базальные клетки неравномерно распределены по толщине кожи: максимальная их концентрация приходится на глубину в пределах до 100 мкм от поверхности кожи, затем концентрация базальных клеток падает до нуля. Базальные клетки нахо-

дятся в коже на глубине до 2000 мкм. Под действием излучения часть базальных клеток гибнет, и их начальное глубинное распределение изменяется.

Полное количество базальных клеток в ткани, приходящееся на единицу площади поверхности кожи, η , однозначно связано со степенью её лучевого поражения. Величина η названа авторами упомянутого исследования интегральной клеточностью эпидермиса, которую и принимают в качестве количественной характеристики состояния кожи после облучения. Интегральную клеточность эпидермиса η можно представить следующей формулой:

$$\eta = \int_0^h n(x)S(x)dx, \quad (15.14)$$

где $n(x)$ – плотность распределения концентрации базальных клеток по глубине кожи x до облучения; $n(x)dx$ – концентрация клеток на глубине в пределах от x до $x+dx$; $S(x)$ – вероятность того, что клетки на глубине кожи x после облучения в дозе $D(x)$ не погибнут и сохранят способность к последующему делению, обеспечивающему восстановление кожи. Установлена следующая зависимость $S(x)$ от дозы:

$$S(x) = 1 - \{1 - \exp[-0,3D(x)]\}^{6,6}. \quad (15.15)$$

Из формул (15.14) и (15.15) следует, что кожный дозиметр должен измерять распределение дозы $D(x)$, поскольку это распределение однозначно определяет интегральную клеточность эпидермиса.

Принципиальная схема кожного дозиметра Д. П. Осанова показана на рис. 15.4. Плоские, тонкие, чувствительные к β -излучению детекторы 1 помещены в тканеэквивалентную матрицу 3. Расстояние между детекторами подобрано так, чтобы плавную дозовую функцию $D(x)$ можно было восстановить с приемлемой точностью по показаниям трёх детекторов. В одном из вариантов дозиметра чувствительными детекторами служат фторопластовые плёнки толщиной 40 мкм с внедренным в них фтористым литием. Детекторы расположены на расстояниях 50, 500 и 1500 мкм от передней поверхности. Светонепроницаемое входное окно 2 имеет диаметр 15 мм и толщину 1 мг/см². Весь дозиметр, таким образом, представляет собой небольшую многослойную таблетку, заключенную в футляр 4.

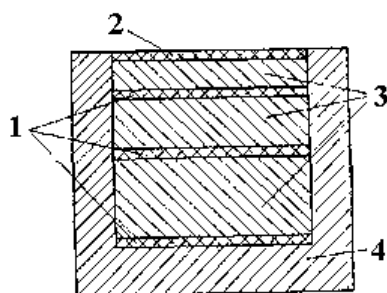


Рис. 15.4. Принципиальная схема кожного дозиметра

Дозиметрическую информацию регистрируют измерением радиационно-стимулированной термолюминесценции фтористого лития. По трем значениям дозы находят три значения вероятности выживаемости базальных клеток S_1 , S_2 и S_3 . Формула (15.14) с учетом известной зависимости $n(x)$ приводится к следующему приближенному виду:

$$\eta = 0,5S_1 + 0,3S_2 + 0,2S_3. \quad (15.16)$$

Таким образом, по показаниям дозиметра определяют интегральную клеточность η , которая однозначно связана со степенью лучевого поражения кожи. Процедура перевода показаний дозиметра в значения η легко может быть переложена на язык вычислительной программы и компьютеризована.

Дозиметр описанного типа предназначен для оценки и прогнозирования степени повреждения кожи при облучении в достаточно больших дозах, которые могут быть, в частности, при радиационных инцидентах и авариях.

16. ДОЗИМЕТРИЯ ВЫСОКОИНТЕНСИВНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

16.1. ОСОБЕННОСТИ ДОЗИМЕТРИИ ВЫСОКОИНТЕНСИВНЫХ ПОТОКОВ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Общепринятой классификации условий облучения в зависимости от интенсивности излучения или связанных с ней величин в настоящее время нет. Тем не менее понятия «слабоинтенсивное излучение», «высокоинтенсивное излучение» часто применяются в практике. Какие потоки энергий или частиц следует считать малыми, а какие высокими? Излучение природных источников (естественный фон) относится к малоинтенсивному излучению. Поглощённая доза излучения естественного фона в тканезквивалентном веществе оценивается величиной порядка 1 мГр в год. Пределы безопасности эквивалентной дозы, регламентируемые нормами радиационной безопасности, в зависимости от категории облучаемых лиц (например, профессиональные работники, всё население и т.п.) находятся в диапазоне от фоновых значений до нескольких сантизивертов в год. При аварийных ситуациях может возникнуть необходимость в определении дозы порядка 1–10 Зв, полученной за сравнительно короткий отрезок времени. При медицинском применении ионизирующих излучений имеют дело с дозами около 10 Гр при мощности дозы примерно 0,1 Гр/мин. В радиационной технологии возникает необходимость создания радиационных полей, обеспечивающих дозы порядка 10^4 – 10^7 Гр. Таким образом, диапазон доз, требующий дозиметрического обеспечения, чрезвычайно широк (10^{-5} – 10^7 Гр). Столь же широк оказывается и диапазон мощности дозы: 10^{-8} – 10^4 Гр/с.

Ограничивающими факторами со стороны низких значений измеряемых величин являются чувствительность дозиметрических детекторов и фоновые, шумовые эффекты. Со стороны высоких значений измеряемых величин ограничения связаны в основном с особенностями тех процессов, которые протекают в детекторе под действием интенсивных потоков ионизирующего излучения. Например, в химических дозиметрах под действием ионизирующего излучения могут возникать продукты радиолиза, накопление которых изменяет радиационно-химический выход основной реакции. В ионизационных камерах при интенсивных потоках излучения процесс рекомбинации в исчезновении ионов может оказаться преобладающим при любой практически достижимой напряжённости электрического поля. Отражением процессов, протекающих в фотоэмульсии под действием интенсивных потоков, является эффект соляризации. В люминесцентных дозиметрах при больших дозах начинает проявляться ограниченность числа локальных уровней захвата электронов в запрещенной зоне. Эти примеры легко продолжить.

В интенсивных полях излучения начинают сказываться нелинейные эффекты взаимодействия излучения с веществом, сущность которых можно пояснить следующим образом.

Пусть измеряемый сигнал дозиметрического детектора пропорционален поглощённой энергии в его чувствительном объёме. В заданном поле излучения поглощённая энергия пропорциональна числу актов взаимодействия излучения с веществом. Обозначим n концентрацию атомов вещества детектора, взаимодействие излучения с которыми определяет поглощённую энергию. Примем, что каждый атом, испытавший взаимодействие, выбывает из рассмотрения; концентрация атомов как бы меняется под действием излучения. Обозначим ν число актов взаимодействия за некоторый интервал времени на единицу объёма детектора. Очевидно, число актов взаимодействия за единицу времени равно скорости «исчезновения» атомов детектора:

$$\frac{d\nu}{dt} = -\frac{dn}{dt}. \quad (16.1)$$

При плотности потока частиц ϕ и сечении взаимодействия σ

$$\frac{d\nu}{dt} = -\sigma\phi n. \quad (16.2)$$

Из уравнений (16.1) и (16.2) несложно получить следующую формулу, связывающую частоту взаимодействий с временем t :

$$\frac{d\nu}{dt} = -\sigma\phi n_0 \exp(-\sigma\phi t), \quad (16.3)$$

где n_0 – начальная концентрация атомов среды.

Интегрируя уравнение (16.3) от 0 до t , получаем число актов взаимодействия за некоторое время t :

$$\nu = n_0[1 - \exp(-\sigma\phi t)] \quad (16.4)$$

Если бы концентрация атомов среды не изменялась под действием излучения, полное число взаимодействий ν_0 за время t определялось бы формулой

$$\nu_0 = \sigma\phi n_0 t. \quad (16.5)$$

Отношение ν/ν_0 может служить количественной мерой нелинейного эффекта

$$\frac{\nu}{\nu_0} = \frac{1 - \exp(-\sigma\phi t)}{\sigma\phi t}. \quad (16.6)$$

Из формулы (16.6) видно, что при малом времени облучения (малые дозы) или при малой плотности потока (слабая интенсивность) нелинейный эффект мал. Такая же зависимость и от эффективного сечения взаимодействия. Отсюда вывод: *в интенсивных полях излучения следует применять детекторы с малым эффективным сечением реакции, определяющей измеряемый сигнал.*

Типичным примером нелинейного эффекта может служить эффект «выгорания» при использовании активационных детекторов. Нелинейные эффекты, связанные с изменением числа реагирующих атомов среды, в принципе могут проявляться и при измерении фотонного излучения, если учесть, что при возбуждении атомов изменяется эффективное сечение взаимодействия.

Для дозиметрии интенсивных потоков излучения могут быть использованы различные процессы и явления, происходящие при взаимодействии излучения с веществом. В качестве примера укажем на изменение угла вращения

плоскости поляризации раствора глюкозы в воде. Измеряемой физической величиной здесь является оптическая активность раствора, которая пропорциональна поглощённой дозе в диапазоне 10^4 – 10^7 Гр при мощности дозы 0,20–60 Гр/с. Дозиметр, разработанный на этой основе под руководством С. В. Стародубцева, нашел применение при внутриреакторной дозиметрии.

Перспективными представляются методы, основанные на измерении концентрации свободных радикалов в твёрдых веществах.

Рассмотрим закономерности некоторых ионизационных и зарядовых детекторов в интенсивных радиационных полях.

16.2. ЖИДКОСТНЫЕ ИОНИЗАЦИОННЫЕ КАМЕРЫ

В жидкостных камерах ионизационной средой является жидкость, обладающая высоким электрическим сопротивлением. Принцип работы жидкостных ионизационных камер основан на том, что под действием ионизирующих излучений увеличивается проводимость жидких диэлектриков. Можно предполагать, что увеличение проводимости обусловлено ионизацией жидкости аналогично тому, как это происходит в газе. Первые опыты по исследованию проводимости жидких диэлектриков под действием ионизирующих излучений провёл в 1902 г. П. Кюри, который обнаружил увеличение проводимости жидкостей под действием излучения радия. В дальнейшем ионизацию жидкостей исследовали отечественные и зарубежные учёные.

В 30-х годах Тейлор, наблюдая ионизацию диэлектрических жидкостей под воздействием рентгеновского излучения, определил среднюю энергию ионообразования в жидком CS_2 , которая оказалась примерно такой же, что и для воздуха.

Принципиально вместо воздуха в ионизационных камерах можно использовать жидкости. Целесообразность применения жидкостных камер можно обосновать следующими причинами.

Органические жидкости и их смеси, имеющие высокое удельное сопротивление, по своей плотности и эффективному атомному номеру близки к биологическим тканям; применение различных жидкостей и их смесей позволяет в определённых пределах менять эффективный атомный номер ионизационной среды. Можно ожидать, что вследствие большой плотности чувствительность жидкостных камер должна быть выше, чем воздушных. Большое содержание водорода в органических жидкостях, возможно, позволит применять жидкостные камеры для дозиметрии нейтронов и смешанного излучения.

Специальные исследования показывают, однако, что ионизация жидкостей под действием излучений имеет особенности, затрудняющие практическое использование жидкостных ионизационных камер. Вследствие большой плотности ионизационной среды преобладающим видом рекомбинации ионов является рекомбинация в пределах плотных ионных сгустков. Это не позволяет обеспечить режим насыщения в жидкостных камерах. Кроме того, под действием ионизирующих излучений в жидкостях возможны радиационно-химические процессы, которые приводят к образованию новых химических соединений.

Продукты радиа-ционно-химических реакций могут изменить электрические свойства жидкости. Наконец, в диэлектрических жидкостях наблюдаются поляризационные эффекты, которые существенно влияют на поведение электрического тока во внешней цепи.

Экспериментальные исследования жидкостных ионизационных камер позволяют указать на следующие их особенности.

1. Полное собирание ионов на электроды в жидкостной камере отсутствует при всех напряжениях, вплоть до электрического пробоя жидкости.

2. При малых значениях напряжённости электрического поля вольт-амперная характеристика имеет омический участок, который тем протяженнее, чем выше интенсивность излучения. На этом участке ионизационный ток прямо пропорционален корню квадратному из мощности дозы.

3. Выше некоторого значения разности потенциалов между электродами ионизационный ток примерно пропорционален напряжённости электрического поля. На этом же участке ток пропорционален мощности дозы.

4. При резком изменении напряжения, приложенного к камере, происходит медленное установление ионизационного тока. С изменением интенсивности излучения ток устанавливается достаточно быстро, но всё же значительно медленнее, чем в газовых камерах. Установившийся ток остается достаточно устойчивым до определённого значения напряжённости электрического поля, выше которого наблюдаются резкие колебания тока, затрудняющие его измерение.

5. В жидкостных камерах может возникать эффект полярности, который заключается в том, что значение ионизационного тока зависит от знака приложенного напряжения. Эффект полярности особенно заметен в области малых значений напряжённости поля.

Исследования жидкостных камер указывают на практическую возможность их применения для дозиметрии смешанного γ - n -излучения.

16.3. ИОНИЗАЦИОННЫЕ КАМЕРЫ БЕЗ ВНЕШНЕГО ИСТОЧНИКА НАПРЯЖЕНИЯ

Из практики известно, что во внешней цепи ионизационной камеры, находящейся в поле излучения, ток течет даже тогда, когда внешний источник напряжения отсутствует. Это свидетельствует о наличии разности потенциалов между электродами, обусловленной внутренними причинами. Можно указать по крайней мере три причины возникновения разности потенциалов: контактная разность потенциалов, электрохимические реакции, попадание ионизирующих заряженных частиц на электроды. Непосредственная зарядка электродов ионизирующими частицами в условиях ионизации газового промежутка вряд ли может создать заметную разность потенциалов. По-видимому, преобладающей из указанных причин является контактная разность потенциалов, которая не зависит от интенсивности излучения и имеет постоянное значение. Однако контактная разность потенциалов имеется только тогда, когда используются разнородные электроды. Это же относится к электрохимической разности по-

тенциалов. Тем не менее на практике наблюдается ток даже тогда, когда электроды сделаны из одного материала. В этом случае разность потенциалов между электродами возникает в результате неодинаковых условий выбивания заряженных частиц (электронов в случае γ -излучения) из электродов первичным излучением. Действительно, если электроды различаются между собой по форме или размерам, то даже при воздействии на них излучения равной интенсивности число заряженных частиц, вылетающих из электродов, будет неодинаковым. Если в единицу времени из каждого электрода вылетает неодинаковое число заряженных частиц, то возникает разность потенциалов между электродами. Разность потенциалов зависит от интенсивности излучения, электрической ёмкости электродов, сопротивления утечки между электродами.

Возникшая разность потенциалов приводит к упорядоченному движению ионов в газовом промежутке между электродами. В свою очередь разность потенциалов зависит от ионизационного тока.

Режим работы такой камеры аналогичен режиму работы обычной ионизационной камеры, к которой приложено напряжение, зависящее от интенсивности излучения. Исследования показывают, что это напряжение значительно меньше того, которое требуется для обеспечения режима насыщения.

Несмотря на всю сложность процессов, происходящих в ионизационных камерах без внешнего источника питания, существует определённая связь между измеряемым ионизационным током и мощностью дозы излучения. Чувствительность таких камер не выше чувствительности радиационных элементов, и они в принципе могут быть использованы для дозиметрии лишь в достаточно интенсивных пучках. Кроме того, чувствительность подобных камер зависит от энергии излучения, что потребует в случае их применения специальных мер для компенсации энергетической зависимости чувствительности.

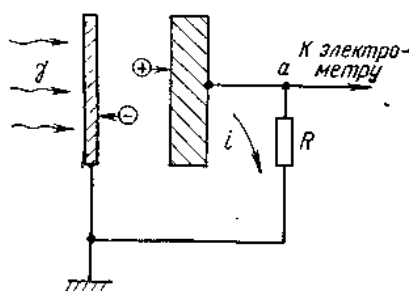


Рис. 16.1. Схема включения ионизационной камеры без внешнего источника питания

Рассмотрим возникновение тока во внешней цепи ионизационной камеры, облучаемой направленным потоком γ -излучения (рис. 16.1). Электроды A и B сделаны из одного материала, но имеют различную толщину. Электрометр, подключённый к камере, будет измерять потенциал U_a в точке a, созданный током I , протекающим через высокоомное сопротивление R . В результате взаимодействия γ -излучения с электродами из них будут выбиваться электроны, причем число электронов, покидающих поверхность электродов, будет неодинако-

вым. Это приводит к тому, что на ёмкости, созданной электродами, образуется электрический заряд.

Пусть q – заряд, образуемый излучением в единицу времени на электродах конденсатора, имеющего ёмкость C ; Q_t – заряд на электродах, накопившийся за время t после начала облучения. Наряду с образованием заряда происходит его утечка по сопротивлению R ; кроме того, заряд на электродах нейтрализуется ионами, перемещающимися под действием электрического поля между электродами.

Накопление заряда на электродах описывается уравнением

$$\frac{dQ_t}{dt} = q - i - i_R, \quad (16.7)$$

где i – ионизационный ток; i_R – ток утечки по сопротивлению R . Очевидно,

$$i_R = \frac{U_a}{R}. \quad (16.8)$$

Ток ионизации $i = f(U_a, P)i_0$, где i_0 – ток насыщения, а $f(U_a, P)$ – эффективность собирания ионов, являющаяся функцией напряжения U_a и мощности дозы излучения $\dot{X}$. Ток насыщения пропорционален мощности дозы при неизменном спектральном составе, поэтому

$$i = a_0 f(U_a, \dot{X}) \dot{X}, \quad (16.9)$$

где a_0 – коэффициент, зависящий от энергии излучения. При этих же условиях скорость образования заряда на электродах также пропорциональна мощности дозы:

$$q = b_0 P, \quad (16.10)$$

где b_0 – новый коэффициент.

Учитывая, что $Q_t = CU_a$, подставляем значения i_R , i и q по формулам (16.8) – (16.10) в уравнение (16.7):

$$C \frac{dU_a}{dt} = b_0 - a_0 f(U_a, \dot{X}) - \frac{U_a}{R}, \quad (16.11)$$

Уравнение (16.11) определяет потенциал U_a в зависимости от времени, прошедшего с начала облучения, при постоянной мощности дозы. В установившемся режиме $dU_a/dt = 0$, и тогда

$$\frac{dU_a}{R} = [b_0 - a_0 f(U_a, \dot{X})] \dot{X}. \quad (16.12)$$

Из уравнения (16.12) можно получить зависимость измеряемого потенциала U_a или тока во внешней цепи $i_R = U_a/R$ от мощности дозы излучения, если представить явный вид функции $f(U_a, \dot{X})$. При определённом значении мощности дозы излучения $\dot{X}$ эффективность собирания ионов будет тем выше, чем больше сопротивление R , поскольку с увеличением R возрастает равновесное значение потенциала U_a . Максимальное значение эффективности собирания ионов будет при бесконечно большом сопротивлении утечки $R \rightarrow \infty$. Рассмотрим этот случай более подробно.

Для $R \rightarrow \infty$ из условия (16.11):

$$C \frac{dU_a}{dt} = b_0 \dot{X} - a_0 f(U_a, \dot{X}) \dot{X}. \quad (16.13)$$

В ионизационных камерах без внешнего источника питания измеряемая величина U_a зависит от мощности дозы следующим образом:

$$U_a = \frac{b_0 \dot{X}}{a_1 \sqrt{P} + \frac{1}{R}}. \quad (16.14)$$

Отсутствие простой линейной зависимости затрудняет использование таких камер для точных дозиметрических измерений, однако их можно использовать для контроля достаточно интенсивных пучков. Коэффициенты b_0 и a_1 в формуле (16.14) зависят от энергии γ -излучения и определяют энергетическую зависимость чувствительности.

16.4. ДЕТЕКТОРЫ ПРЯМОЙ ЗАРЯДКИ (РАДИАЦИОННЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ)

По аналогии с гальваническим элементом устройства, преобразующие энергию излучения непосредственно в электрическую, можно назвать радиационными элементами. Радиационные элементы можно использовать для дозиметрии ионизирующих излучений.

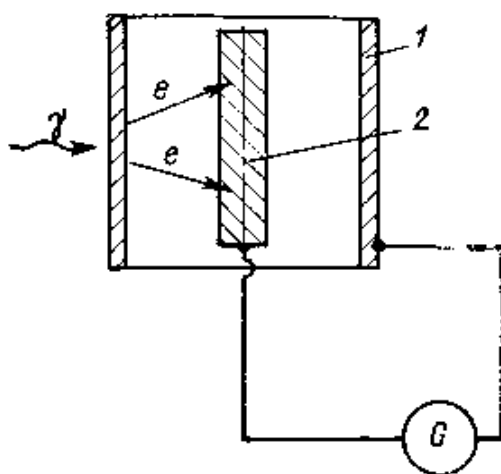


Рис. 16.2. Принципиальная схема детектора прямой зарядки

Принципиальная схема детектора прямой зарядки показана на рис. 16.2. Устройство состоит из двух цилиндрических электродов: 1 — внешнего и 2 — внутреннего, разделенных высококачественной изоляцией и помещённых в вакуум. Излучение, взаимодействуя с внешним электродом, выбивает из него электроны, часть из которых поглощается внутренним электродом; в результате внешний электрод заряжается положительным электричеством, а внутренний — отрицательным. Между электродами возникает разность потенциалов, которую можно измерить прибором G.

Пусть в единицу времени под действием γ -излучения из внешнего электрода вылетает n'_e электронов, а из внутреннего – n''_e . Если с внутреннего электрода нет утечки заряда, то полный заряд на этом электроде, собранный за время dt , будет равен

$$dQ = \eta_1 n'_e dt - \eta_2 n''_e dt. \quad (16.15)$$

За время облучения t между электродами возникает разность потенциалов

$$U = \frac{e}{C} \int_0^t (\eta_1 n' - \eta_2 n'') dt, \quad (16.16)$$

где C – электрическая ёмкость системы. При неизменном качестве излучения ток i пропорционален мощности дозы, а разность потенциалов U – дозе излучения. Утечка между электродами уменьшает чувствительность подобных дозиметров. Чувствительность максимальна при идеальной изоляции и отсутствии потока электронов от внутреннего электрода к внешнему ($\eta_2 = 0$). В этом случае

$$i = e \eta_1 n'_e. \quad (16.17)$$

Пусть μ_i – линейный коэффициент ослабления γ -излучения в материале внешнего электрода вследствие i -го эффекта взаимодействия (фотоэффект, комптон-эффект или эффект образования пар); R_i – эффективная толщина внешнего электрода, из которой электроны могут попасть в пространство между электродами. Эффективная толщина приближенно равна максимальному пробегу электронов, высвобождающихся при i -м эффекте взаимодействия. Если $\dot{X}$ – мощность экспозиционной дозы излучения, то

$$n'_e = \frac{S \dot{X}}{\eta_{kB} E_\gamma} \left[1 - \exp \left(- \sum_i \mu_i R_i \right) \right], \quad (16.18)$$

где S – площадь поверхности внешнего электрода. Полагая $\mu_i \ll 1$, получаем

$$i = \frac{Se \dot{X} \eta_1 \sum_i \mu_i R_i}{\mu_{kB} E_\gamma}. \quad (16.19)$$

Очевидно, η_1 не может быть больше вероятности попадания электронов из внешнего электрода в пространство между электродами. Легко заметить, что $\eta_1 \sum_i \mu_i R_i$ пропорционально эффективности газоразрядного счетчика $\varepsilon_{сч}$, имеющего ту же конфигурацию и тот же материал внешнего электрода, что и радиационный элемент. Положим $\eta_1 \sum_i \mu_i R_i = \varepsilon_{\tilde{n}^+}$, что соответствует случаю максимально возможной чувствительности радиационного элемента. Тогда

$$\left(\frac{i}{\dot{X}} \right)_{\max} = \frac{e \varepsilon_{сч} S}{\mu_{kB} E_\gamma}. \quad (16.20)$$

Сравнив формулы (16.20) и (7.58), увидим, что радиационный γ -элемент имеет такую же энергетическую зависимость чувствительности, как и эквивалентный газоразрядный счетчик. Влиять на энергетическую зависимость чув-

ствительности можно, подбирая соответствующие материал и толщину внешнего электрода.

Оценки по формуле (16.20) показывают, что максимальная чувствительность радиационного элемента с внешним свинцовым электродом диаметром 20 мм для γ -излучения ^{60}Co равна $1,3 \times 10^{-12} \text{ А/(Р} \cdot \text{с}^{-1})$ на 1 см^2 поверхности элемента, или $1,3 \times 10^{-12} \text{ Кл/(Р} \cdot \text{см}^2)$. Если принять поверхность внешнего электрода равной нескольким десяткам квадратных сантиметров, а электрическую ёмкость – нескольким десяткам пикофарад, то максимальную чувствительность при измерении разности потенциалов U можно оценить как величину порядка 1 В/Р .

Рассмотренный принцип можно применить в радиационных элементах для нейтронных измерений. Для этого необходимо обеспечить преобразование энергии нейтронов в энергию заряженных частиц на одном из электродов. Этот электрод будет являться эмиттером заряженных частиц, а другой электрод – коллектором. В качестве эмиттера удобно использовать нуклиды, активирующиеся под действием нейтронов. При распаде нуклиды испускают заряженные частицы, которые оседают на коллекторе. Число заряженных частиц, испускаемых эмиттером в единицу времени, пропорционально наведенной активности, которая определяется формулой

$$A_0 = \frac{N_A \phi \sigma G}{A} \left[1 - \exp\left(-\frac{0.693}{T} t\right) \right], \quad (16.21)$$

где N_A – число Авогадро; ϕ – плотность потока нейтронов; σ – сечение активации; G – масса эмиттера; A – относительная атомная масса материала эмиттера; T – период полураспада образующихся радиоактивных атомов; t – время облучения нейтронами.

Электрический ток, регистрируемый во внешней цепи, пропорционален наведенной активности:

$$i = a A_0, \quad (16.22)$$

где a – коэффициент пропорциональности. Максимальное значение тока соответствует попаданию всех заряженных частиц на коллектор. С точки зрения эффективности попадания заряженных частиц на коллектор выгоднее эмиттер помещать внутрь коллектора. При малом периоде полураспада ($T_{1/2} \ll t$) ток в случае постоянной интенсивности нейтронов не зависит от времени облучения:

$$i = a \frac{N_A}{A} \sigma G \phi. \quad (16.23)$$

При большом периоде полураспада ($T_{1/2} \gg t$) ток пропорционален времени облучения

$$i = a \frac{N_A \sigma}{A} G \phi \frac{0.693}{T_{1/2}} t. \quad (16.24)$$

Полный заряд, собранный на коллекторе за время облучения нейтронами, можно определить, проинтегрировав формулу (16.20) по времени t . Если учесть накопление заряда после прекращения облучения, то полный заряд на коллекторе, собранный за время t_0 от начала облучения, будет равен

$$Q_0 = \int_0^t aA_0 dt + \int_0^t aA_0 \exp\left(-\frac{0,693}{T_{1/2}}\right) dt. \quad (16.25)$$

Радиационные элементы подобного типа были использованы для измерения нейтронных потоков в реакторе. В качестве эмиттера использовали изотоп родия ^{103}Rh с сечением захвата тепловых нейтронов 150 барн. Образующийся нуклид ^{104}Rh имеет период полураспада 44 с и испускает β -частицы с максимальной энергией 2,5 МэВ. Эмиттер был изготовлен в виде проволоки диаметром 0,8 мм и массой 0,48 г. Коллектором служил алюминиевый цилиндр. Коллектор и эмиттер разделены слоем полиэтилена толщиной 1,5 мм. При плотности потока 10^{12} нейтр./ $(\text{см}^2\text{с})$ ток во внешней цепи равен $4,2 \times 10^{-8}$ А.

Разновидность радиационного элемента – система из двух электрохимически разнородных электродов, помещённых в газовый объём. Ионизация газа обуславливает возникновение разности потенциалов между электродами. Разность потенциалов зависит исключительно от материала электродов (независимо от интенсивности излучения и рода газа). Под действием этой разности потенциалов возникает ионизационный ток, который возрастает с увеличением интенсивности ионизации. Этот ток может служить мерой мощности дозы излучения. Между разнородными электродами всегда существует контактная разность потенциалов, которая может быть ответственна за возникновение ионизационного тока. Однако возможно, что разность потенциалов частично обусловлена электрохимическими процессами на электродах подобно тому, как это происходит в жидких электролитах.

16.5. КАЛОРИМЕТРИЧЕСКИЙ МЕТОД ДОЗИМЕТРИИ

16.5.1. Тепловое действие ионизирующего излучения

После сообщения теплоизолированному телу некоторого количества теплоты ΔQ Дж температура тела повысится на ΔT градусов. Величины ΔQ и ΔT связаны между собой соотношением

$$\Delta Q = cm\Delta T, \quad (16.26)$$

где c – удельная теплоёмкость тела; m – масса тела.

При взаимодействии ионизирующих излучений с веществом вся поглощённая энергия в конечном счете преобразуется в тепло (при отсутствии необратимых химических реакций).

Пусть теплоизолированный поглотитель цилиндрической формы облучается пучком γ -квантов, направленным перпендикулярно торцу цилиндра. Если интенсивность излучения в пучке I_0 , а высота цилиндра и площадь торца соответственно h и S , то можно показать [2], что отношение приращения температуры цилиндра к экспозиционной дозе равно

$$\frac{\Delta T}{X} = 8,8 \cdot 10^{-6} \frac{\mu_{kmZ}}{\mu_{kmB}} \frac{1 - \exp(-\mu_Z h)}{\mu_Z h} \dot{X}t, \quad (16.27)$$

где μ_z – линейный коэффициент передачи энергии; μ_{kmB} – массовый коэффициент передачи энергии для воздуха; μ_{kmZ} – массовый коэффициент передачи энергии для ткани; $\dot{X}$ – мощность экспозиционной дозы. Формула (16.27) характеризует изменение температуры тела на единицу экспозиционной дозы при условии отсутствия теплопередачи в окружающую среду. Нагрев тела пропорционален дозе излучения, и это лежит в основе теплового метода дозиметрии. Формула (16.27) определяет максимальную чувствительность теплового метода без учета многократного рассеяния γ -квантов в поглотителе. Оценим нагрев для тканеэквивалентного поглотителя при $\mu_z h \ll 1$. В этом случае $\mu_{kmZ} \ll \mu_{kmB} = 1$, $c = 4,2$ и $\Delta T = 2 \times 10^{-6} X$, т.е. доза 500 Р повысит температуру всего на 10^{-3} градусов. Отсюда, кстати, следует, что нагрев организма не определяет биологического действия излучения.

Необходимость измерять чрезвычайно малые изменения температуры, а также другие экспериментальные трудности ограничивают применение теплового метода лабораторными условиями преимущественно для исследовательских целей. Тем не менее тепловой метод является единственным прямым абсолютным методом дозиметрии, так как он основан на непосредственном измерении поглощённой энергии в отличие от других методов, в которых измеряется косвенный эффект (ионизация, химическое разложение и т.п.).

Тепловым методом измеряются и уточняются основные константы других методов дозиметрии, например средняя энергия ионообразования, радиационно-химический выход и т.п.

Важная область применения теплового метода – прямое измерение плотности потока энергии излучения. Если вся энергия падающего излучения преобразуется в теплоту в некоторой массе поглотителя, то количество воспринятой теплоты является непосредственной мерой плотности потока энергии. Практически полное поглощение можно осуществить лишь для рентгеновского и корпускулярного излучений низкой энергии. При отсутствии полного поглощения необходимо вводить поправку на ту часть энергии излучения, которая унесена за пределы поглотителя.

Тепловой метод применяют также для целей радиометрии: количество теплоты, соответствующее полному поглощению излучения от радиоактивного препарата, пропорционально активности препарата.

16.5.2. Одиночный калориметр

Принципиальное устройство калориметрической системы показано на рис. 16.3. Поглотитель 5 на подвесках 4 помещен в термостат 2. Излучение, проходящее через диафрагму /, поглощается в поглотителе и нагревает его. Обычно измеряют разность температур между поглотителем и оболочкой 3. В калориметрах может быть несколько оболочек с заданными температурными режимами. Калориметр, имеющий только один поглотитель, называется одиночным.

Во всех случаях желательно обеспечить минимальную передачу теплоты от поглотителя в окружающую среду. Передача теплоты осуществляется тремя процессами: излучением, конвекцией и теплопроводностью.

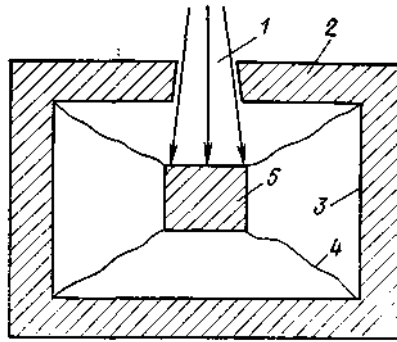


Рис. 16.3. Устройство одиночного калориметра

Передача теплоты излучением зависит от материала и температуры тела, характера и площади поверхности. Эффективные средства снижения тепловых потерь через излучение – серебрение поверхности и установка тонких экранов между поглотителем и оболочкой калориметра.

Потери теплоты вследствие конвекции устраняют созданием достаточно-го вакуума в камере калориметра.

Наиболее существенна потеря теплоты теплопроводностью. Основными проводниками теплоты являются крепления поглотителя. Обычно в поглотителе монтируют нагревательную катушку и электрические измерители температуры (термопары, термисторы), что приводит к дополнительной потере теплоты через соединительные провода. Для уменьшения потерь теплоты крепления поглотителя должны быть выполнены из материала с плохой теплопроводностью (например, подвеска на нейлоновых нитях), а количество соединительных проводов сведено к минимуму. В общем случае потеря тепловой энергии в единицу времени в результате теплопередачи следует закону

$$\frac{dQ}{dt} = -kS_{\Pi}(T - T'), \quad (16.28)$$

где k – коэффициент теплопередачи; S_{Π} – площадь поверхности поглотителя; T – температура поглотителя; T' – температура окружающей среды.

При небольшом изменении температуры коэффициент теплопередачи сохраняет постоянное значение. Уравнение теплового баланса одиночного калориметра в предположении, что вся поглощённая энергия излучения преобразуется в теплоту, имеет вид

$$Wdt = cmdT + kS_{\Pi}(T - T')dT, \quad (16.29)$$

где W – энергия, поглощаемая в поглотителе в единицу времени, пропорциональная мощности источника теплоты. Уравнение (16.29) учитывает тот факт, что выделяемая энергия частично идет на нагрев тела, а частично передается окружающей среде.

В зависимости от температурного режима оболочки различают изотермический и адиабатический калориметры. В изотермических калориметрах температуру оболочки поддерживают всё время постоянной. Между поглотителем и оболочкой существует заметный теплообмен, поправку на который нужно

определять в каждом конкретном случае. Для изотермического режима интегрирование уравнения (16.29) дает

$$\exp\left(-\frac{kS_{\Pi}}{cm}t\right) = \frac{P - kS_{\Pi}(T - T')}{P - kS_{\Pi}(T_0 - T')}, \quad (16.30)$$

где T – температура поглотителя через время облучения t ; T' – температура оболочки (постоянная); T_0 – температура поглотителя в начальный момент.

Обычно в начальный момент обеспечивается равенство температуры поглотителя и оболочки $T_0 = T'$. В этом случае

$$\Delta T = T - T_0 = \frac{P}{kS_{\Pi}} \left[1 - \exp\left(-\frac{kS_{\Pi}}{cm}t\right) \right]. \quad (16.31)$$

Через достаточно длительное время облучения установится равновесное состояние, и температура поглотителя далее изменяться не будет:

$$\Delta T_{\text{равн}} = \frac{P}{kS_{\Pi}}. \quad (16.32)$$

Для малого времени, когда $kS_{\Pi}t/cm \ll 1$, температура возрастает пропорционально времени:

$$\Delta T = \frac{Pt}{cm}. \quad (16.33)$$

Формулы (16.32) и (16.33) можно использовать для определения поглощённой дозы излучения.

В адиабатическом калориметре температуру оболочки с помощью регулирующих устройств поддерживают равной температуре поглотителя, т.е. $T = T'$. При этом условии интегрирование уравнения (16.29) также приводит к формуле (16.33), однако для адиабатического калориметра пропорциональная зависимость температуры от времени сохраняется для любого отрезка времени. При адиабатическом режиме теплообмен между поглотителем и оболочкой значительно ниже, чем при изотермическом.

Помимо измерения разности температур количество теплоты в калориметре можно определять по изменению объёма поглотителя. Увеличение температуры тела ΔT приводит к увеличению его объёма:

$$\Delta V = \beta V \Delta T, \quad (16.34)$$

где β – температурный коэффициент расширения. Но $\Delta Q = c_V V \Delta T$, где c_V – объёмная теплоёмкость поглотителя. Отсюда $\Delta V = \beta \Delta Q / c_V$. Именно на этом принципе основан калориметр Румпа, с помощью которого были выполнены начальные измерения средней энергии ионообразования рентгеновского излучения.

В некоторых типах калориметров в качестве поглотителя используют жидкий азот. Количество выделенного газа служит мерой поглощённой энергии.

Помимо измерения интенсивности излучения и поглощённой дозы калориметры применяют в метрологии для абсолютного измерения активности препаратов.

16.5.3. Дифференциальная калориметрическая система

Дифференциальная калориметрическая система состоит из двух одинаковых калориметров, на один из которых (измерительный) воздействует измеряемое излучение, а другой (контрольный) служит для компенсации теплового эффекта. Главную часть дифференциальной системы составляют два одинаковых поглотителя 1 и 2 (рис. 16.4). В каждый из поглотителей вмонтированы нагревательные катушки и термоизмерительные элементы. Нагревательные катушки служат для получения теплоты в контрольном калориметре, которое компенсирует нагрев поглотителя в измерительном калориметре. Мощность, рассеиваемая в контрольном калориметре, определяется током, измеряемым амперметром A , и сопротивлением нагревательной катушки. Нагрев регулируется сопротивлениями r_1 и r_2 . Рассмотрим дифференциальную систему, в которой чувствительными элементами для измерения температуры служат термисторы, имеющие сопротивления R_{T1} и R_{T2} . Сопротивление термисторов зависит от изменения температуры. Термисторы составляют два плеча моста Уитстона; два других плеча составляют сопротивление R_1 и R_2 .

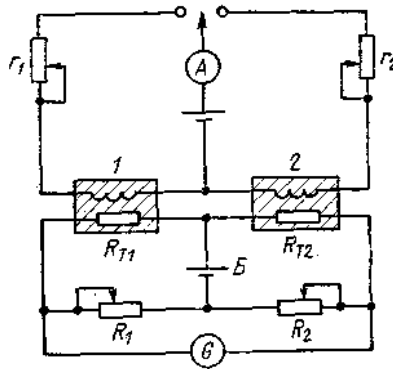


Рис. 16.4. Дифференциальная калориметрическая система

Из анализа цепи ток, измеряемый гальванометром G , равен

$$i_G = \frac{(R_{T1}R_2 - R_{T2}R_1)U_a}{(R_{T1} + R_1)(R_{T2}R_2 + R_{T2}R_G + R_2R_G) + R_{T1}R_1(R_{T2} + R_2)}, \quad (16.35)$$

где U_a — напряжение батареи; R_G — сопротивление гальванометра. Если мост сбалансирован, то ток через гальванометр равен нулю; при этих условиях $R_{T1}R_2 = R_{T2}R_1$. Баланс моста обеспечивается регулировкой сопротивления R_1 или R_2 .

Найдём чувствительность дифференциальной системы, предполагая, что первый калориметр является измерительным, а второй — контрольным. Чувствительность моста определяется величиной изменения тока, протекающего через гальванометр, которое вызвано изменением сопротивления R_{T1} . Дифференцируя формулу (16.35), получаем для сбалансированного моста

$$\frac{di_G}{dR_{T1}} = \frac{R_2U_a}{R_{T1}R_2(R_{T1} + R_{T2} + R_1 + R_2 + 2R_G) + (R_{T1}R_{T2} + R_1R_2)R_G}. \quad (16.36)$$

Существенным условием, которому должны отвечать дифференциальные системы, является идентичность измерительного и контрольного калориметров;

оба калориметра должны иметь равную чувствительность, одинаковую теплопередачу, равные постоянные времени и одну и ту же температуру среды, окружающей поглотитель. Практически это обеспечивается тем, что оба поглотителя заключаются в общую термостатическую оболочку.

При полной идентичности условий для двух поглотителей в случае сбалансированного моста $R_{T1}=R_{T2}=R_T$ и $R_1=R_2=R$, и чувствительность по формуле (16.36) становится равной

$$\frac{di_G}{dR_T} = \frac{RU_{\dot{a}}}{R_G(R+R_T)^2 + 2RR_T(R+R_T)}. \quad (16.37)$$

Анализ формулы (16.37) показывает, что при равной мощности, рассеиваемой в термисторе, чувствительность будет тем выше, чем больше сопротивление плеча R по сравнению с сопротивлением термистора R_T .

17. СРЕДСТВА ИЗМЕРЕНИЯ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

17.1. КЛАССИФИКАЦИЯ СРЕДСТВ ИЗМЕРЕНИЯ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

Приборы и средства, установки, используемые для измерения или контроля ионизирующих излучений, по функциональному назначению делятся на дозиметрические, радиометрические, спектрометрические, сигнализаторы и многоцелевые приборы (универсальные), блоки детектирования, устройства детектирования.

Дозиметры – приборы, измеряющие экспозиционную или поглощённую дозу излучения или мощность этих доз, интенсивность излучения, перенос энергии или передачу энергии объекту, находящемуся в поле излучений.

Радиометры – приборы, измеряющие излучения для получения информации об активности нуклида в радиоактивном источнике, удельной или объёмной активности, потоке ионизирующих частиц или квантов, радиоактивном загрязнении поверхностей, флюенсе ионизирующих частиц.

Спектрометры – приборы, измеряющие распределение ионизирующих излучений по энергии, времени, массе и заряду элементарных частиц и т.д.; по одному и более параметрам, характеризующим поля ионизирующих излучений.

Универсальные приборы совмещают функции дозиметра и радиометра, радиометра и спектрометра и пр.

Блоки детектирования представляют собой конструктивные объединения детектора излучения, электронных устройств, выполняющих функции преобразования, усиления, дискриминации, формирования сигнала детектора и согласования выхода блока детектирования или непосредственно детектора с волновым сопротивлением линии связи

Буквенное обозначение средств измерений состоит из трёх элементов.

Первый элемент буквенного обозначения – функциональное назначение средств измерений:

- Д – дозиметры (дозиметрические установки);
- Р – радиометры (радиометрические установки);
- С – спектрометры (спектрометрические установки);
- БД – блоки детектирования;
- УД – устройства детектирования.

Второй элемент буквенного обозначения – физическая величина, измеряемая средством измерений:

- Д – поглощённая доза излучения;
- М – мощность поглощённой дозы излучения;
- Э – экспозиционная доза фотонного излучения;

Р – мощность экспозиционной дозы фотонного излучения;
В – эквивалентная доза излучения;
Б – мощность эквивалентной дозы излучения;
Ф – поток энергии ионизирующего излучения;
Н – плотность потока энергии ионизирующего излучения;
Т – перенос энергии ионизирующего излучения;
И – активность радионуклида в источнике;
У – удельная активность радионуклида;
Г – объёмная активность радионуклида в газе;
Ж – объёмная активность радионуклида в жидкости;
А – объёмная активность радиоактивного аэрозоля;
З – поверхностная активность радионуклида;
Л – поток ионизирующих частиц;
П – плотность потока ионизирующих частиц;
Е – энергетическое распределение ионизирующего излучения;
С – перенос ионизирующего излучения;
Ч – временное распределение ионизирующего излучения;
К – две и более физических величин.

Третий элемент буквенного обозначения – вид ионизирующего излучения:

А – α -излучение;
Б – β -излучение;
Г – γ -излучение;
Р – рентгеновское излучение;
Н – нейтронное излучение;
П – протонное излучение;
Т – тяжёлые заряженные частицы;
С – смешанное излучение;
Х – прочие излучения.

Примеры буквенных обозначений средств измерений:

ДДБ – дозиметр (дозиметрическая установка) поглощённой дозы β -излучения;

РЗА – радиометр (радиометрическая установка) поверхностной активности α -активного радионуклида (радиометр загрязнения поверхностей);

СЕГ – спектрометр (спектрометрическая установка) энергетического распределения γ -излучения.

Приборы каждого вида по совокупности технических характеристик и очерёдности разработок разделяются на типы, которым присваиваются сокращённое обозначение и порядковый номер данного типа изделия. Номер отделяется от остального буквенного обозначения дефисом. Конструктивная модификация типа обозначается цифрой, стоящей после второго дефиса, например ДЭРГ-02-03 – дозиметр для определения экспозиционной дозы рентгеновского

и γ -излучения во втором варианте исполнения и в третьей конструкторской модификации.

ГОСТ 14337-78 подразделяет дозиметрические приборы на измерители дозы (дозиметры), измерители мощности дозы и интенсиметры. Измерителями дозы называют дозиметры, измеряющие экспозиционную или поглощённую дозу ионизирующего излучения. Измерители мощности дозы – дозиметры, измеряющие мощность экспозиционной или поглощённой дозы ионизирующего излучения.

Дозиметры применяются для дозиметрического контроля персонала, измерения дозы облучения при контроле различных радиохимических процессов, при воздействии ионизирующих излучений на растительность, живые объекты, различные вещества и материалы, измерения дозы в биологических тканях человека и животных с учётом биологической эффективности ионизирующих излучений и различного состава объекта излучения (ткань, кости и пр.). Для этих целей промышленность выпускала широкий ассортимент дозиметров.

Стационарные дозиметры применяют чаще всего для осуществления контроля над процессом облучения объектов до заранее заданных доз. Для дозиметрического контроля персонала стационарные дозиметры практически не применяются. В практической деятельности для измерения доз наибольшее распространение получили индивидуальные дозиметры. Ниже приведены наиболее широко распространённые модели с различными типами используемых детекторов.

17.2. КОМПЛЕКТ ИНДИВИДУАЛЬНЫХ ДОЗИМЕТРОВ ИФКУ-1 С ДЕТЕКТОРОМ НА РЕНТГЕНОВСКОЙ ПЛЁНКЕ

Комплект индивидуальных дозиметров ИФКУ-1 предназначен для регистрации эквивалентных доз γ -излучения, доз β - и нейтронного излучений [12].

Диапазон регистрируемых доз – от $0,5 \times 10^{-3}$ до 2×10^{-2} Дж/кг. Диапазон измерений разбит на поддиапазоны ($0,5 \times 10^{-3} \div 10^{-2}$) Дж/кг и ($10^{-3} \div 2 \times 10^{-2}$) Дж/кг. Диапазон регистрируемых энергий – от 0,1 до 1,25 МэВ.

Основная погрешность измерений зарегистрированных доз при градуировке по источнику γ -излучения II разряда ^{60}Co не более $\pm 25\%$ относительно конечного значения шкалы соответствующего диапазона. В качестве детектора применяются рентгеновские плёнки РМ-5-1, РМ-5-3 или аналогичные.

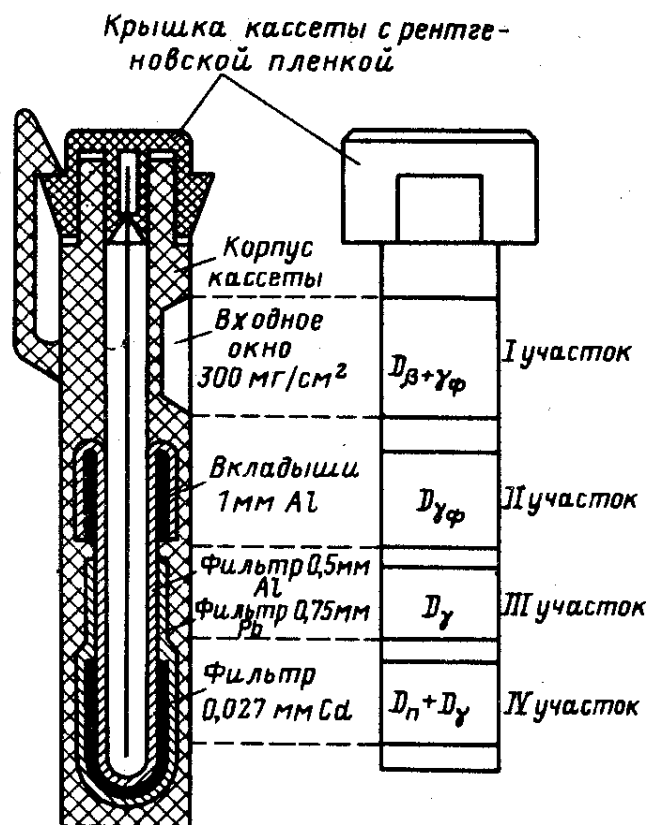


Рис. 17.1. Схема кассеты ИФКУ-1

Пластмассовая кассета ИФКУ-1 (рис. 17.1) состоит из крышки и корпуса. Корпус кассеты разбит на четыре участка. Первый участок — входное окно — служит для регистрации дозы β -излучения. Толщина стенки корпуса на этом участке 300 мг/см^2 . Второй участок используется в качестве фонового при регистрации дозы β -излучения. Толщина стенки корпуса на этом участке 900 мг/см^2 . Третий участок предназначен для регистрации γ -излучения. На этом участке расположены компенсирующие фильтры из алюминия толщиной $0,5 \text{ мм}$ и свинца толщиной $0,75$ для устранения хода с жёсткостью. Четвёртый участок, кроме алюминиевого и свинцового фильтра, имеет фильтр из кадмия толщиной $0,027 \text{ мм}$. Этот участок служит для регистрации дозы тепловых нейтронов. Толщина слоя кадмия выбрана такой, чтобы при равных эквивалентных дозах тепловых нейтронов и γ -излучения оптическая плотность почернения плёнки была одинаковой.

Для защиты от влаги и загрязнения радиоактивными веществами кассета помещается в чехол из пластика, который пристёгивается к одежде персонала. Кассета носится на уровне груди с внешней стороны одежды входным окном наружу. Для обработки плёнки в комплект входят кюветы для проявления, закрепления, промывки плёнок, держатели крышек и устройство для резки плёнки. Конструкция держателя крышек позволяет одновременно обрабатывать до 200 плёнок. Измерительный пульт, входящий в комплект, выдаёт результаты измерения почернения плёнок непосредственно в единицах измерения эквивалентной дозы (в бэрах).

17.3. ИНДИВИДУАЛЬНЫЕ ДОЗИМЕТРЫ НА ИОНИЗАЦИОННЫХ КАМЕРАХ

17.3.1. Комплект прямопоказывающих индивидуальных дозиметров ДП-22В

Комплект дозиметров ДП-22В (рис. 17.2) предназначен для измерения доз излучения. В качестве детектора используется так называемая конденсаторная ионизационная камера, рабочий потенциал на электродах которой поддерживается за счёт электрического заряда, сообщённого собственной ёмкости анод-катод камеры перед началом работы. В процессе облучения ионизирующими излучениями возникающий в камере ионизационный ток разряжает накопленный заряд. По степени разряда определяется уровень накопленной дозы.

Диапазон измерений дозиметров от $5,16 \times 10^{-4}$ К/кг до $1,29 \times 10^{-2}$ К/кг ($2 \div 50$ Р) при изменении мощности дозы γ -излучения от $0,72 \times 10^{-7}$ до $2,88 \times 10^{-5}$ К/кг·с ($0,5 \div 200$ Р/час). Приведенная погрешность измерений $\pm 10\%$. Саморазряд дозиметров не превышает $1,03 \times 10^{-3}$ К/кг·сут (4 Р/сут). Работа дозиметра обеспечивается в интервале температур от -40 до $+50$ °С и при относительной влажности воздуха 98%. Масса дозиметра 50 г, масса комплекта 5,6 кг.

В комплект входят 50 прямопоказывающих дозиметров ДКП-50-А и зарядное устройство.



Рис. 17.2. Комплект дозиметров ДП-22В

Для приведения дозиметра ДКП-50-А в рабочее состояние его заряжают от зарядного устройства до тех пор, пока тень от нити, отклоняющейся по мере зарядки под действием кулоновской силы как в обычном электрометре, не совпадёт с нулём шкалы дозиметра. Затем область зарядных контактов изолируется путём навинчивания защитного колпачка. Степень разряда пропорциональна

экспозиционной дозе излучения, считываемой при просмотре на свет при вертикальном положении нити.

17.3.2. Измеритель дозы КИД-2

Прибор (рис. 17.3) предназначен для определения с помощью индивидуальных дозиметров экспозиционной дозы γ -излучения с энергией от 150 кэВ до 2 МэВ, полученной персоналом за время работы в условиях, где возможно наличие γ -излучения при мощности экспозиционной дозы не более $8,64 \times 10^{-7}$ и $1,73 \times 10^{-7}$ К/кг·с (6 и 120 Р/час) для дозиметров 0,05 и 1 Р соответственно.

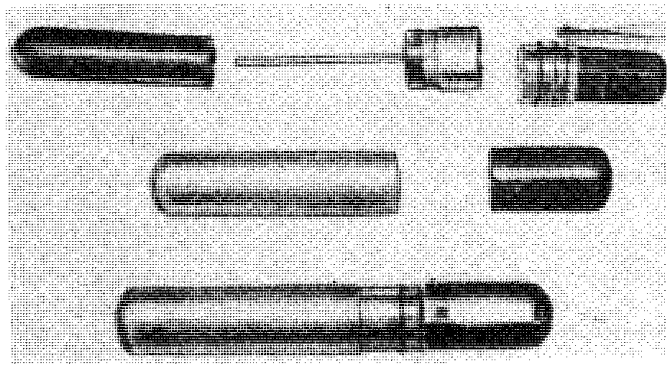


Рис. 17.3. Дозиметр КИД-2

Прибор КИД-2 обеспечивает измерение экспозиционной дозы – излучения в диапазоне от 0,005 до 0,05 Р и от 0,05 до 1 Р. Основная погрешность измерения экспозиционной дозы по Со-60 в нормальных условиях не превышает $\pm 7\%$ для первой трети и $\pm 15\%$ для остальной части шкалы.

Дозиметр КИД-2 состоит из двух конденсаторных камер, рассчитанных на 1 Р (малая) и на 0,05 Р (большая камера). Каждая камера представляет собой электрическую ёмкость, образуемую центральным электродом и корпусом. Корпус ионизационной камеры является наружным электродом. Материал – токопроводящая воздухоэквивалентная пластмасса; электрод – алюминий; изолятор – фторопласт.

В один комплект входит 20, 50 или 100 камер и один зарядно-измерительный пульт, предназначенный для зарядки камер до определённого потенциала и измерения доз облучения.

Если заряженный дозиметр не находится в поле ионизирующего излучения, то заряд в нём сохраняется и при измерениях стрелка отклоняется влево до нуля. Если же заряженный дозиметр находился в поле ионизирующих излучений, стрелка гальванометра укажет измеренную экспозиционную дозу.

Следующая модификация данного прибора КИД-6 содержит малые ионизационные камеры двух типов Д-2 и Д-500 для измерения экспозиционной дозы γ -излучения в диапазоне энергий от 300 кэВ до 1,25 МэВ. Диапазон измерения каждого типа дозиметров разбит на три поддиапазона: для дозиметров Д-2 – $0,005 \div 0,05$; $0,02 \div 0,2$ и $0,2 \div 2$ Р, а для дозиметров Д-500 – $2 \div 20$, $10 \div 100$ и $50 \div 500$

Р. Последние предназначены для применения в качестве аварийных дозиметров.

17.4. КОМПЛЕКТ ИНДИВИДУАЛЬНЫХ ДОЗИМЕТРОВ

γ -ИЗЛУЧЕНИЯ ТИПА ИКС

Данный комплект предназначен для измерения тканевой дозы γ -излучения у персонала при ремонтных работах, в аварийных ситуациях, при повседневной работе (за длительное время), а также для экспериментальных работ.

Полный диапазон по тканевой дозе γ -излучения от 0,5 до 1000 рад разбит на три поддиапазона: от 0,05 до 10 рад, от 10 до 100 рад и от 100 до 1000 рад. Основная погрешность измерения дозы не превышает $\pm 15\%$.

Детектором γ -излучения служит пластина из термолюминесцентного алюмофосфатного стекла ИС-7. Под действием излучения стекло ИС-7 запасает поглощённую энергию. При нагревании стеклянной пластины в процессе измерения запасённая энергия освобождается в виде света, количество которого пропорционально поглощённой дозе.

В состав комплекта ИКС-А (рис. 17.4) входят индивидуальные аварийные γ -дозиметры, индивидуальные дозиметры многократного использования, γ -дозиметры для экспериментальных работ, измерительный пульт, блок питания, устройство для вскрытия аварийных дозиметров и другие необходимые устройства и приспособления для зарядки дозиметров и их измерения.

Дозиметр состоит из стеклянной пластины и кассеты, которая предохраняет пластину от загрязнения, а также несёт в себе компенсирующие фильтры.

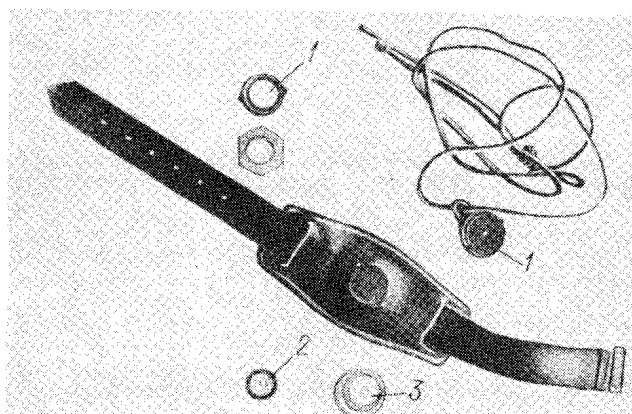


Рис. 17.4. Комплект индивидуальных дозиметров ИКС-А: 1 – индивидуальный дозиметр многократного использования; 2 – γ -дозиметр для экспериментальных работ; 3 – индивидуальный аварийный γ -дозиметр

Дозиметр многократного использования предназначен для периодического измерения квартал-годовых доз, а также для контроля при проведении ремонтных работ. В кассете дозиметра находится дюралевый держатель стекла, позволяющий многократно разряжать и заряжать дозиметры стеклянной пла-

стинкой без прикосновения к ней рук во избежание загрязнения пластины и внесения погрешности в измерения.

Дозиметры для экспериментальных работ представляют собой алюминиевую коробочку со стеклянной пластинкой. Сверху на коробочку приклеены свинцовые компенсирующие фильтры. Коробочка вставлена в полиэтиленовый держатель, предохраняющий дозиметр от раскрытия.

Аварийные дозиметры сделаны в виде герметичной алюминиевой пуговицы. Для вскрытия аварийных дозиметров имеется устройство, сделанное по принципу вытяжных штампов.

Измерительный пульт предназначен для приёма стеклянной пластины, её нагревания до $370\text{ }^{\circ}\text{C} \pm 5\%$, преобразования свечения в электрический ток, измерения его количества за заданный интервал времени и выбрасывания пластины в стеклосборник, а также для прогревания пластины, перенесённой в печь обжига до полного её высвечивания.

В качестве фотоприёмника используется ФЭУ.

17.5. КОМПЛЕКТ ИНДИВИДУАЛЬНЫХ АВАРИЙНЫХ ДОЗИМЕТРОВ

β -, γ -, НЕЙТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЙ ТИПА ГНЕЙС

Данный комплект предназначен для определения доз при аварийных облучениях персонала, обслуживающего ядерные реакторы, критические сборки и другие системы, где имеется вероятность непредвиденного превышения критической массы.

В кассету дозиметра ГНЕЙС (рис. 17.5) входит восемь дозиметров, позволяющих определить индивидуальную дозу β -, γ -, нейтронного излучений при аварийном облучении.

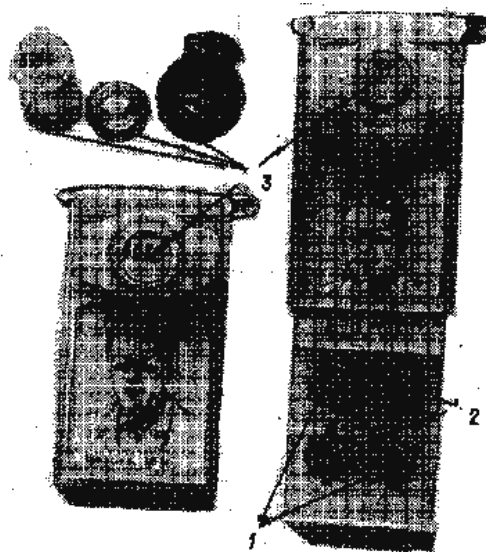


Рис. 17.5. Общий вид и состав дозиметра ГНЕЙС

В корпусе кассеты ГНЕЙС имеется четыре гнезда, в которые вставлены два дозиметра γ -излучения ИКС и два дозиметра тепловых нейтронов ИКС. Дозиметр промежуточных и быстрых нейтронов ДИНА с двумя трековыми детекторами, изомерный родиевый и дозиметр кожной дозы размещены в крышке кассеты, которая вдвигается в корпус и фиксируется винтом и пломбой.

Дозиметр гамма-излучения состоит из двух термолюминесцентных дозиметров на основе стекла ИС-7. В дозиметре используются пластинки диаметром 8 и толщиной 1 мм, помещённые в алюминиевые коробочки с компенсирующими фильтрами из свинца. Показания дозиметров определяются на измерительном пульте ИКС-А. Диапазон измерений – от 0,5 до 5000 рад.

Дозиметр медленных нейтронов состоит из двух термолюминесцентных дозиметров на базе алюмофосфатного стекла с введённым в него литием. Конструктивное оформление то же, что и у γ -дозиметра. Показание дозиметра медленных нейтронов является суммой показаний от дозы γ -излучения и кермы медленных нейтронов, причём дозовая чувствительность к нейтронам примерно в 100 раз выше, чем к γ -излучению. Для более точного определения кермы медленных нейтронов из показаний литиевого дозиметра нужно вычесть показания дозиметра γ -излучения с учётом разницы их чувствительности к γ -излучению. Показания дозиметра медленных нейтронов определяют на измерительном пульте ИКС-А. Диапазон определения кермы медленных нейтронов $0,005 \div 50$ Зв, основная погрешность $\pm 6\%$.

Дозиметр кожной дозы β -, γ -излучений используется для измерений дозы β -, γ -излучений на открытые участки кожи. В качестве детектора используется тонкая (0,4 мм) пластинка стекла ИС-7, покрытая слоем толщиной 7 мг/см^2 , имитирующим роговой слой кожи. Показание детектора определяется на измерительном пульте ИКС-А. Диапазон измерения кожной дозы $0,01 \div 10$ Зв, основная погрешность $\pm 7\%$.

Тканевая керма промежуточных и быстрых нейтронов определяется трековым дозиметром ДИНА (рис. 17.6). Принцип действия дозиметра основан на близости энергетических зависимостей тканевой кермы нейтронов и эффективного сечения деления Np-237 за борным фильтром. Благодаря этому измерение кермы промежуточных и быстрых нейтронов сводится к обчёту осколков деления Np-237 , зарегистрированных двумя трековыми детекторами из силикатного стекла. Подсчёт числа треков производится с помощью микроскопа. Значение кермы промежуточных и быстрых нейтронов подсчитывают, умножая число зарегистрированных треков на их цену. Цена трека получена экспериментально и равна $2,3 \pm 0,24 \text{ мрад/}(\text{трек} \times \text{мг Np-237})$. Максимальный разброс дозовой цены трека $\pm 10\%$, диапазон измерений от 0,05 до 50 Зв.

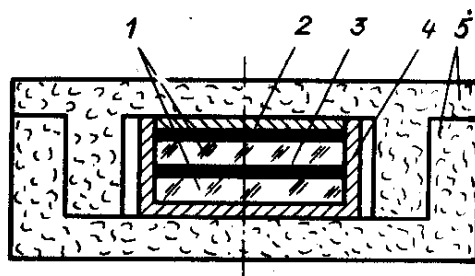


Рис. 17.6. Конструкция дозиметра ДИНА: 1-стеклянный трековый детектор; 2 – изомерный родиевый детектор; 3 – мишень Np-237; 4 – хомут; 5 – борный фильтр

Поскольку определение доз промежуточных и быстрых нейтронов дозиметром ДИНА осуществляется довольно долго, для быстрой оценки дозы в каскаде ГНЕЙС имеется изомерный родиевый детектор. Принцип его действия основан на использовании реакции образования изомера $^{103m}_{45}\text{Rh}$ при облучении $^{103}_{45}\text{Rh}$ быстрыми нейтронами. Регистрация изомера родия производится по характеристическому излучению с энергией 20 кэВ, которое образуется при переходе изомера в нормальное состояние с периодом полураспада 57 мин. Изомерный детектор представляет собой фольгу из металлического родия толщиной 60 мг/см^2 и площадью 1 см^2 . Для уменьшения активации медленными нейтронами он помещён внутри борного дозиметра ДИНА. Показания изомерного родиевого детектора определяются на спектрометре, позволяющем выделить часть спектров импульсов, обусловленных характеристическим излучением. Диапазон дозы измерения нейтронов $30 \div 100$ рад, что достаточно для первичной сортировки людей при аварийной ситуации. Погрешность измерений не более $\pm 20\%$.

17.6. ИЗМЕРИТЕЛИ МОЩНОСТИ ДОЗ

С помощью измерителей мощности доз измеряют мощности экспозиционной дозы γ -излучения, поглощённой дозы и эквивалентной дозы ионизирующих излучений. Область применения измерителей мощности доз на первый взгляд такая же, что и у измерителей доз. Но различие заключается в том, что дозиметры регистрируют фактическую дозу, полученную персоналом или каким-либо объектом, а измерители мощности доз характеризуют изменение единичной дозы от времени. Зная это изменение, можно регламентировать время работы персонала, оценить качество защитных материалов или то, как быстро получит ту или иную заданную дозу тот или иной облучаемый объект.

Наибольшее распространение в практике работы получили переносные и стационарные измерители мощности дозы, нередко совмещающие в себе функции радиометров и спектрометров.

Из переносных приборов прежних лет выпуска широко применялись рентгенометры типа ДРГЗ, ДРГ2 и СРП. Их объединяет то, что они построены

практически по одной структурной схеме, а детектором ионизирующего излучения является сцинтиллятор. Перечисленные дозиметры просты в применении, надёжны в эксплуатации. Например, сцинтилляционные дозиметры для измерения мощности дозы γ -излучения предназначены для измерения мощностей дозы в широком диапазоне мощностей и энергий. Работа этих дозиметров основана на принципе измерения средней интенсивности сцинтилляций воздухоэквивалентного сцинтиллятора, которая пропорциональна измеряемой экспозиционной мощности дозы. Сцинтиллятор представляет собой суспензию $\text{ZnS}(\text{Ag})$ в пластмассе на основе полистирола и имеет размеры 39×20 мм. Интенсивность сцинтилляций регистрируется ФЭУ. Диапазон измерения мощности доз – от 0 до 1000 мкР/с с энергией гамма-излучения от 20 до 3000 кэВ, основная погрешность измерения при градуировке от источника II разряда Co-60 не превышает $\pm 15\%$. Для контроля работы и исправности приборов они комплектуются контрольными β -источниками.

17.7. ДОЗИМЕТРЫ РЕНТГЕНОВСКОГО И γ -ИЗЛУЧЕНИЯ ДКС-АТ1121 И ДКС-АТ1123

Описанные выше индивидуальные дозиметры являются пассивными приборами, не содержат электроники и, как правило, считывание показаний с них производится с помощью базового прибора, входящего в состав комплекта. Современные дозиметры являются комбинированными прямопоказывающими приборами, построенными с использованием микропроцессоров, результаты измерений выводятся на жидкокристаллическое табло в реальном масштабе времени. В качестве примера современных дозиметров можно привести два портативных широкодиапазонных прибора для дозиметрии непрерывного и импульсного рентгеновского и гамма-излучения ДКС-АТ1121 и ДКС-АТ1123 [24]. Внешний вид приборов показан на рис. 17.7.

Основное назначение ДКС-АТ1121 – измерение мощности амбиентной эквивалентной дозы и дозы при кратковременном и непрерывном воздействии рентгеновского и гамма-излучения. В качестве детектора используется тканеэквивалентная пластмасса с добавками тяжёлых металлов. Приборы отличаются быстроедействием, широким диапазоном измерения от фоновых уровней до аварийных, изотропностью и хорошей энергетической зависимостью в широком диапазоне фотонного излучения. Время измерения мощности дозы при коэффициенте вариации $\pm 20\%$ не превышает 60 с для 50 нЗ/ч, 30 с для 100 нЗ/ч, 2 с для 2 мкЗ/ч.

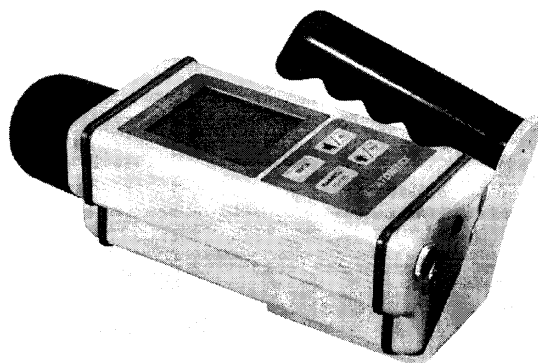


Рис. 17.7. Дозиметр ДКС-АТ1121 (ДКС-АТ1123)

При измерении мощности дозы и дозы кратковременно действующего излучения (одиночный всплеск длительностью не менее 30 мс или серия всплесков) прибор выдаёт данные о среднем их максимальном значении мощности дозы за время кратковременно действующего излучения, а также данные о длительности воздействия. В режиме ПОИСК за 2 с возможно обнаружение точечного γ -источника активностью 10 кБк на расстоянии 10 см. Со снятым колпачком-фильтром прибор может эффективно использоваться при поиске β -излучателей. Прибор может также обнаруживать движущийся излучатель. При включении дозиметра автоматически устанавливаются пороговые уровни: по мощности дозы – 29 мкЗв/ч, по дозе – 180 мкЗв/ч. Выбор и установка любых пороговых значений из полного диапазона измерения осуществляются с клавиатуры. Возможно дистанционное управление с помощью выносного пульта.

Дозиметр позволяет зафиксировать максимальный уровень мощности дозы, запомнить 100 результатов измерений с долговременным хранением их в памяти, передать данные в ПЭВМ. После включения прибора автоматически выполняется его самотестирование. Имеется светодиодная стабилизация электронного измерительного тракта. Дозиметр ДКС-АТ1123 отличается возможностью дозиметрии импульсного излучения длительностью от 10 нс. Характеристики дозиметров ДКС-АТ1121 и ДКС-АТ1123 приведены в табл. 17.1.

Таблица 17.1. Характеристики дозиметров ДКС-АТ1121 и ДКС-АТ1123

Параметр	ДКС-АТ1121	ДКС-АТ1123
Размер детектора	30 × 15 мм	30 × 15 мм
Минимальная длительность импульсного излучения	30 мс	10 нс
Диапазон измерения мощности амбиентной эквивалентной дозы непрерывного и кратковременного (30 мс) излучения	50 нЗв/ч – 10 Зв/ч	50 нЗв/ч – 10 Зв/ч
Диапазон измерения мощности амбиентной эквивалентной дозы импульсного излучения	–	1 мкЗв – 10 Зв
Минимальная длительность импульсного излучения при мощности дозы в импульсе до 1,3 Зв	–	10 нс

Параметр	ДКС-АТ1121	ДКС-АТ1123
Минимальная длительность кратковременно действующего излучения	30 мс	30 мс
Диапазон измерения амбиентной эквивалентной дозы	50 нЗв – 10 Зв	
Диапазон энергий	0,015 – 10 МэВ	0,015 – 10 МэВ
Чувствительность по Cs-137	100 имп·с ⁻¹ /мкЗв·ч ⁻¹	100 имп·с ⁻¹ /мкЗв·ч ⁻¹
Чувствительность к сопутствующему β-излучению Sr-90 + Y-90 с колпачком (0,06–10 МэВ)	3·10 ⁻⁷ мкЗв·ч ⁻¹ ·Бк ⁻¹	3·10 ⁻⁷ мкЗв·ч ⁻¹ ·Бк ⁻¹
Диапазон рабочих температур	–30 ÷ +40 °С	–30 ÷ +40 °С

17.8. ИНДИВИДУАЛЬНЫЕ ДОЗИМЕТРЫ ДКС-АТ3509 И ДКС-АТ3509 С

17.8.1. Назначение и характеристики приборов

Дозиметры ДКС-АТ3509 С и ДКС-АТ3509 производства УП АТОМТЕХ (рис. 17.8) представляют собой современные микропроцессорные широкодиапазонные приборы для контроля индивидуальной эквивалентной дозы $H_p(10)$ и мощности дозы $\dot{H}_p(10)$ непрерывного рентгеновского и гамма-излучения. Совместно с устройством считывания, подключаемым к ПЭВМ, обеспечивают создание эффективно действующей системы автоматизированного контроля дозовых нагрузок на персонал. Дозиметры производят измерение дозы и мощности дозы и имеют несколько подрежимов работы:

- индикацию накопленной дозы;
- индикацию мощности дозы;
- меню;
- обнуление (сброс) накопленной дозы;
- выбор порога сигнализации по дозе;
- выбор порога сигнализации по мощности дозы;
- обмен информацией с ПЭВМ.

Измерение дозы и мощности дозы, сравнение их с выбранными порогами сигнализации по дозе и мощности дозы осуществляется одновременно и непрерывно во всех подрежимах работы дозиметров за исключением подрежима обмена информацией с ПЭВМ.

Во избежание появления дополнительной погрешности измерения, дозиметры должны располагаться в нагрудном кармане, задней крышкой корпуса вперед. Для удобства крепления на одежде предназначены клипса и ремешок с зажимом.

1 мкЗв–10 Зв 15 кЗв–10 МЗв
0,1 мкЗв/ч – 5 Зв/ч

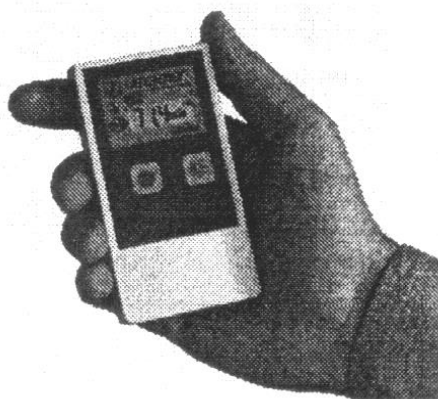
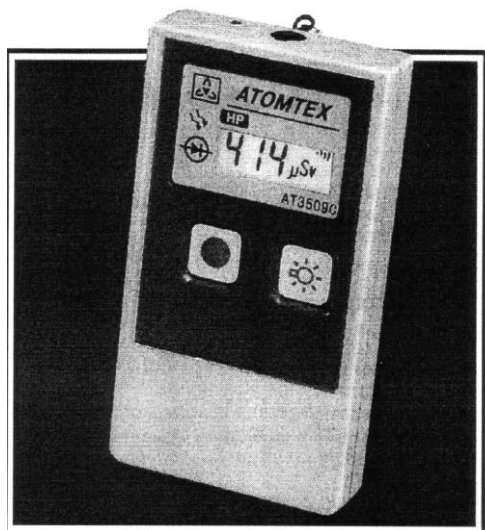


Рис. 17.8. Дозиметр ДКС-АТ3509 С

В дозиметрах используются кремниевые планарные полупроводниковые детекторы.

Характеристики дозиметров ДКС-АТ3509 (ДКС-АТ3509С) приведены в табл. 17.2.

17.8.2. Измерение накопленной дозы

В подрежим индикации накопленной дозы дозиметр переходит автоматически в следующих случаях:

- после включения;
- по завершении обмена информацией с ПЭВМ;
- из подрежимов выбора порогов сигнализации по дозе (мощности дозы), если до этого он индицировал накопленную дозу. Для перехода из подрежима индикации мощности дозы в подрежим индикации дозы следует кратковременно (не более 2 с) нажать кнопку "Н".

При этом на табло индицируется значение дозы и размерность " μSv " (" mSv ", " Sv "). Накопление дозы происходит с дискретностью 0,1 мкЗв.

При необходимости следует выбрать новое значение порога сигнализации по дозе. Если накопленная доза превышает выбранный порог сигнализации, то на индикаторе дозиметра чередуются значение дозы и сообщение о превышении "ППП", при этом мигает с частотой 2 Гц светодиод в торце дозиметра и раздаются короткие звуковые сигналы.

Чтобы отключить световую и звуковую сигнализации, следует кратковременно (не более 2 с) нажать кнопку "О". При этом на индикаторе погаснет знак установки порога по дозе ("•)))").

Таблица 17.2. Характеристики дозиметров ДКС-АТ3509С и ДКС-АТ3509

Параметр	ДКС-АТ3509	АТ3509 С
Диапазон измерения эквивалентной дозы (с шагом 0,1 мкЗв)	1 мкЗв – 10 Зв	1 мкЗв – 10 Зв
Диапазон измерения мощности эквивалентной дозы	0,1 мкЗв/ч – 1 Зв/ч	0,1 мкЗв/ч – 5 Зв/ч
Основная погрешность измерения дозы	±15%	±15%
Основная погрешность измерения мощности дозы		
от 0,1 до 1 мкЗв/ч	±30%	±30%
от 1 до 1 Зв/ч	±15%	±15%
от 1 до 5 Зв/ч	±15%	±20%
от 5 до 10 Зв/ч	±15%	
Погрешность калибровки по Cs-137	±3%	±3%
Энергетическая зависимость чувствительности		
в диапазоне 15 кэВ÷1,5 МэВ	±25%	±25%
в диапазоне 1,5 МэВ÷10 МэВ	±50%	±50%
Масса	100 г	100 г

17.8.3. Измерение мощности дозы

В подрежим индикации мощности дозы дозиметр переходит автоматически из подрежимов выбора порогов сигнализации по дозе (мощности дозы), если до этого он индицировал мощность дозы.

Для перехода из подрежима индикации дозы в подрежим индикации мощности дозы следует кратковременно (не более 2 с) нажать кнопку "В". При этом на табло индицируется значение мощности дозы и размерность "μSv/h" ("mSv/h", "Sv/h").

Частота смены показаний дозиметра зависит от величины измеряемой мощности дозы. При мощности дозы, не превышающей 150 мкЗв/ч, частота смены показаний 16с, при больших уровнях частота смены показаний 1 с. При обнаружении изменения мощности дозы частота смены показаний дозиметра 1 с при любых уровнях мощности дозы.

Дозиметр автоматически производит усреднение 16 последних результатов по методу скользящего среднего. Поэтому при неизменной мощности дозы при большем времени измерения показания дозиметра становятся все более достоверными. Время измерения следует отсчитывать с момента установления показаний.

При измерении мощности дозы в диапазоне от 0,1 до 100 мкЗв/ч большой вклад в показания дозиметра вносит случайная составляющая, вызванная статистической природой радиации. В этом случае за результат измерения принимают среднее арифметическое нескольких показаний. Рекомендованное количество показаний, время между отсчетами и время выдержки в точке измерения в

зависимости от диапазона мощности дозы и относительной погрешности измерения приведены в в паспорте прибора.

Если измеренная мощность дозы превышает заранее установленный порог сигнализации, то на индикаторе дозиметра чередуются значение мощности дозы и сообщение "ППП", а также мигает светодиод с частотой 1 Гц и раздаются короткие звуковые сигналы. Чтобы отключить световую и звуковую сигнализации, следует кратковременно (не более 2 с) нажать кнопку "L-". При этом на индикаторе погаснет знак установки порога по мощности дозы ("•)). Если при индикации мощности дозы превышен порог сигнализации по дозе, то на индикаторе сообщение "ППП" не появляется, но мигает с частотой 2 Гц светодиод в торце дозиметра и раздаются короткие звуковые сигналы.

17.8.4. Энергетическая зависимость чувствительности

Благодаря использованию энергокомпенсирующего фильтра и специального алгоритма коррекции, осуществляемого в микропроцессоре, эффективно реализуется коррекция энергетической зависимости чувствительности (хода с жёсткостью) во всем диапазоне до энергии 10 МэВ (рис. 17.9). Типовая зависимость чувствительности дозиметров относительно энергии 662 кэВ гамма-излучения ^{137}Cs для $H_p(10)$.

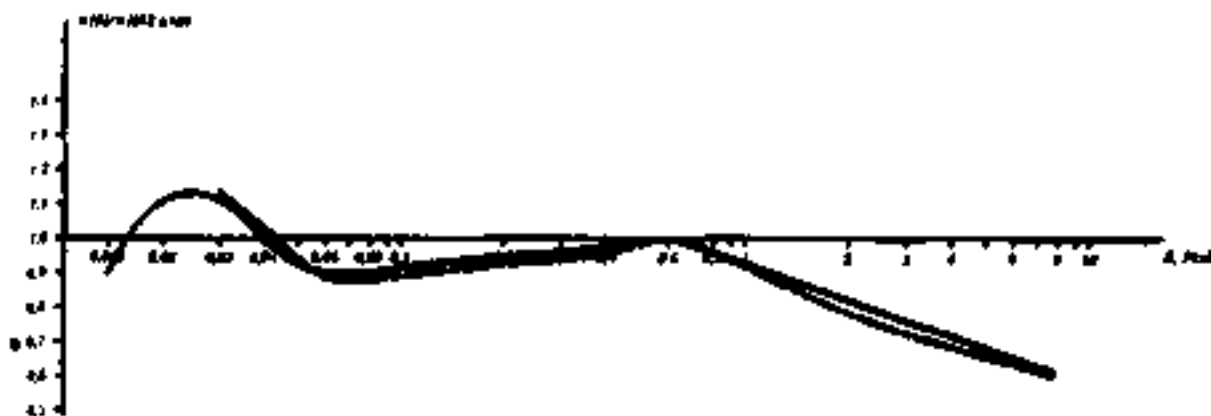


Рис. 17.9. Типовая зависимость чувствительности дозиметров ДКС-АТ3509С и ДКС-АТ3509

17.9. ИНДИВИДУАЛЬНЫЙ ДОЗИМЕТР ДКГ-АТ2503

Дозиметр ДКГ-АТ2503 фирмы АТОМТЕХ представляет собой миниатюрный прибор, оптимально сочетающий точность, функциональные возможности, простоту в обращении, надёжность и стоимость (рис. 17.10). ПЭВМ обеспечивает создание эффективно действующей системы автоматизированного контроля дозовых нагрузок на персонал. Прибор обеспечивает одновременное измерение индивидуальной эквивалентной дозы $H_p(10)$ и мощности дозы $\dot{H}_p(10)$ гамма-излучения в широком диапазоне. Совместно с устройством счи-

тивания, подключаемым к ПЭВМ, обеспечивает создание эффективно действующей системы автоматизированного контроля дозовых нагрузок на персонал.

Измерение дозы и мощности дозы осуществляется так же, как и в приборах ДКС-АТ3509, с тем лишь отличием, что при мощности дозы, не превышающей для данных приборов 350 мкЗв/ч, частота смены показаний – 16 с, при больших уровнях частота смены показаний 2 с.

В качестве детектора используется счётчик Гейгера СБМ-21 с фильтрами, компенсирующими ход с жёсткостью. Типовая зависимость чувствительности от энергии фотонного излучения приведена на рис. 17.11. Характеристики дозиметра ДКС-АТ2503 приведены в табл. 17.3.



Рис. 17.10. Дозиметр ДКГ-АТ2503

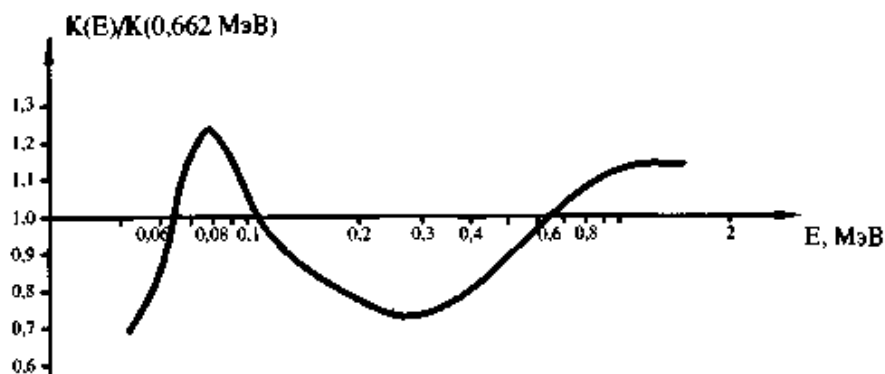


Рис. 17.11. Типовая энергетическая зависимость чувствительности дозиметров ДКГ-АТ2503 относительно энергии 0,662 МэВ гамма-излучения ^{137}Cs

Таблица 17.3. Характеристики дозиметров ДКГ-АТ2503

Параметр	ДКС-АТ2503
Диапазон энергий фотонного излучения	от 0,05 до 1,5 МэВ
Диапазон измерения эквивалентной дозы (с шагом 0,1 мкЗв)	1 мкЗв – 10 Зв
Диапазон измерения мощности эквивалентной дозы	0,1 мкЗв/ч – 0,5 Зв/ч

Параметр	ДКС-АТ2503
Основная погрешность измерения дозы	$\pm 15\%$
Основная погрешность измерения мощности дозы от 0,1 до 1 мкЗв/ч	$\pm 25\%$
свыше 1 Зв/ч	$\pm 15\%$
Погрешность калибровки по Cs-137	$\pm 3\%$
Энергетическая зависимость чувствительности в диапазоне 15 кэВ ÷ 1,5 МэВ	$\pm 30\%$
Масса	70 г

17.10. ДОЗИМЕТР-РАДИОМЕТР МКС-АТ1125

17.10.1. Назначение

Основное назначение дозиметров-радиометров МКС-АТ1125 и МКС-АТ1125А – поиск, обнаружение и локализация источников гамма-излучения, измерение мощности амбиентной эквивалентной дозы гамма-излучения от околофоновых уровней. Дополнительно по желанию потребителя в приборах может быть реализован режим оперативного контроля удельной активности ^{137}Cs в жидких и сыпучих пробах в полевых условиях. Благодаря применению NaI(Tl) детектора приборы имеют высокую чувствительность и способность быстро реагировать на незначительные изменения радиационного фона, при этом позволяют с высокой точностью осуществлять измерения мощности дозы в широком диапазоне энергий гамма-излучения благодаря применению микропроцессорной коррекции хода с жёсткостью в 13 энергетических интервалах диапазона 50 кэВ ÷ 3 МэВ. Модификация дозиметра-радиометра МКС-АТ1125 содержит второй детектор – счётчик Гейгера-Мюллера СБМ-21, что значительно расширяет диапазон измерения мощности амбиентной эквивалентной дозы гамма-излучения. В режиме измерения удельной активности обеспечивается возможность ввода массы и автоматического учёта плотности пробы.

При включении прибора автоматически устанавливаются пороговые уровни 29 мкЗв/ч и 180 мкЗв, которые могут быть изменены пользователем с клавиатуры. Превышение порогового уровня сопровождается звуковыми и визуальными сигналами. При включении прибора в процессе его работы осуществляется постоянный самоконтроль. Прибор обеспечивает передачу данных в ПЭВМ со скоростью от 300 до 19200 бод.

17.10.2. Технические характеристики

Прибор измеряет:

- мощность дозы гамма-излучения в диапазоне от 0,03 до 300 мкЗв/ч;
- дозу гамма-излучения в диапазоне от 10 нЗв до 10 мЗв;
- скорость счета импульсов в диапазоне от 1 до 10^5 с^{-1} ;
- УА радионуклида ^{137}Cs в объектах окружающей среды в диапазоне:

- от 20 до 10^5 Бк/кг при использовании блока защиты (БЗ);
 - от 50 до 10^5 Бк/кг без БЗ (экспресс-контроль).
 - Пределы допускаемой основной относительной погрешности измерения мощности дозы и дозы $\pm 15\%$.
 - Пределы допускаемой основной относительной погрешности измерения УА радионуклида ^{137}Cs $\pm 20\%$.
 - Диапазон энергий регистрируемого гамма-излучения от 0,05 до 3 МэВ.
 - Энергетическая зависимость показаний прибора относительно энергии гамма-излучения 0,662 МэВ не превышает $\pm 15\%$.
 - Чувствительность прибора к гамма-излучению источника ^{137}Cs 350 импульсов в секунду на 1 мкЗв/ч.
 - Время измерения естественного радиационного гамма-фона (0,1 мкЗв/ч) при коэффициенте вариации $\pm 15\%$ не превышает 60 с.
 - Минимальная измеренная удельная активность при продолжительности измерения с БЗ в течение 1 ч и статистической погрешности $\pm 50\%$ ($P=0,95$) не превышает 30 Бк/кг.
 - Уровень собственного фона при измерении УА с блоком защиты не превышает 6 с^{-1} при внешнем фоне гамма-излучения не более 0,2 мкЗв/ч.
 - Прибор обнаруживает в режиме "поиск" точечный гамма-источник ^{137}Cs активностью (10 ± 2) кБк на расстоянии "источник-детектор", равном $(5 \pm 0,5)$ см, за время не более 2 с.
 - Прибор в режиме радиометра обеспечивает автоматическое вычисление УА с учетом плотности пробы. Диапазон вводимых значений массы пробы от 50 до 999 г.
 - Масса блока защиты 17 кг.
 - Время непрерывной работы от встроенных аккумуляторов 24 часа.
- Внешний вид прибора показан на рис. 17.12.



Рис. 17.12. Дозиметр-радиометр МКС-АТ1125

На рис. 17.13а показан внешний вид прибора в конфигурации с сосудом Маринелли для измерения удельной активности. Минимальное измеряемое значение УА составляет 50 Бк/кг. На рис. 17.13б показан внешний вид прибора

в свинцовой защите (масса 17 кг). Минимальная измеряемая удельная активность в данном случае составляет 20 Бк/кг.

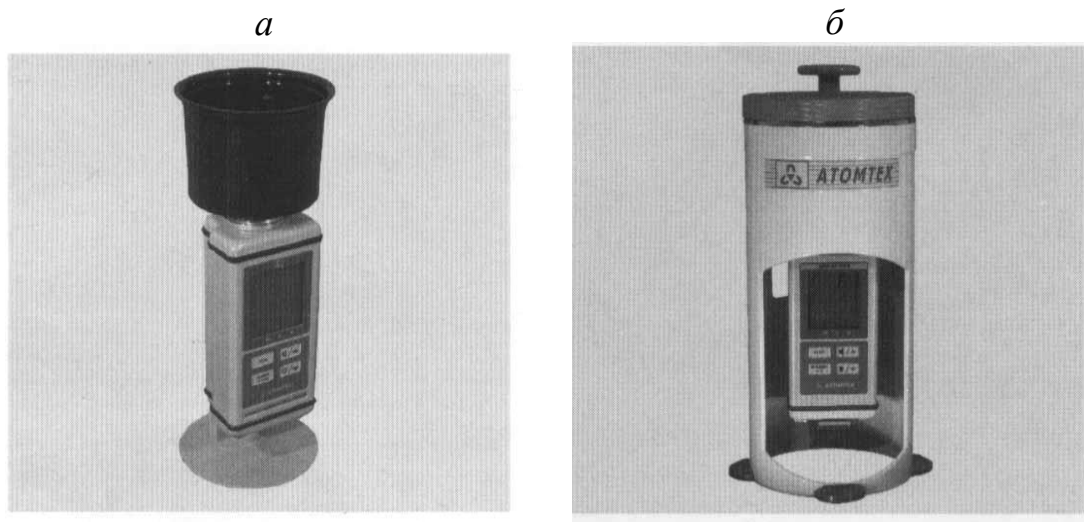


Рис. 17.13. Прибор МКС-АТ1125 в конфигурации для измерения удельной активности: а) без защиты; б) в свинцовой защите

17.11. ДОЗИМЕТР-РАДИОМЕТР МКС-АТ1117М

17.11.1. Назначение

Носимый комбинированный точный прибор предназначен для измерения мощности амбиентной эквивалентной дозы и дозы рентгеновского, гамма- и нейтронного излучения, для измерения плотности потока альфа- и бета-частиц с загрязнённых поверхностей, а также для измерения плотности потока нейтронов.

17.11.2. Отличительные особенности

- Многофункциональность
- Высокая чувствительность и широкий диапазон
- Быстрая адаптация к изменению радиационного поля
- Поиск источников рентгеновского, гамма-, альфа-, бета- и нейтронного излучения
- Интеллектуальные блоки детектирования (интерфейс RS232)
- Система встроенной светодиодной стабилизации в сцинтилляционных блоках детектирования
- Звуковая и визуальная сигнализация превышения пороговых уровней по дозе, мощности дозы и плотности потока
- Возможность работы в широком диапазоне температур в полевых условиях (IP65)
- Большой цифро-аналоговый ЖК-индикатор с подсветкой
- Хранение в энергонезависимой памяти прибора и передача в ПЭВМ до 500

- результатов измерения
- Компьютерный интерфейс

17.11.3. Области применения

- Радиоэкология
- Санэпидемнадзор
- Радиационная медицина
- Атомная промышленность
- Пожарные службы
- Аварийно-спасательные службы
- Гражданская оборона
- Научные исследования
- Таможенный контроль
- Досмотровая рентгеновская техника
- Рентгенография и радиография

Дозиметр-радиометр МКС-АТ1117М представляет собой многофункциональное носимое средство измерения с цифровой индикацией показаний, включающее в себя блок обработки и индикации информации (БОИ) со встроенным счетчиком Гейгера (рис. 17.14) и внешние интеллектуальные блоки детектирования: БДПА-01, БДПБ-01, БДПС-02, БДКН-01, БДКГ-01, БДКГ-03, БДКГ-04 (рис. 17.15). Прибор является развитием модели МКС-1117А (α -, β -, γ -излучения), МКС-1117 (α -, β -излучения) и МКС-1101 γ -излучение).



Рис. 17.14. Блок обработки и индикации информации

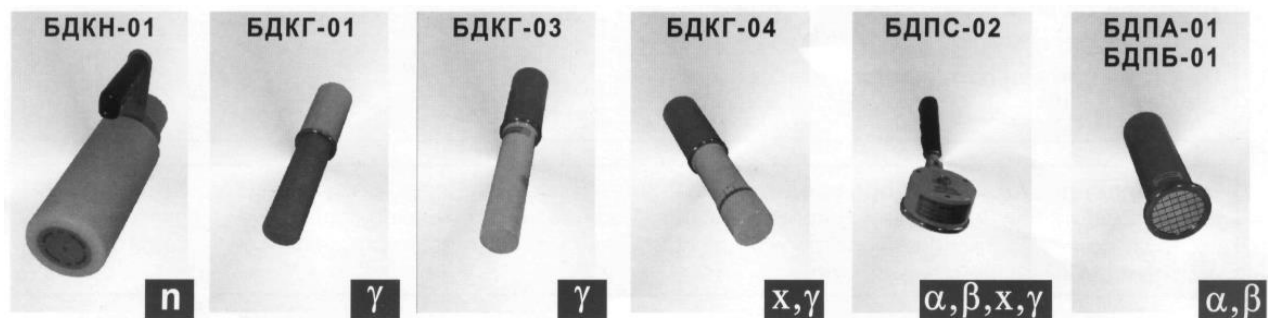


Рис. 17.15. Внешние интеллектуальные блоки детектирования: БДПА-01, БДПБ-01, БДПС-02, БДКН-01, БДКГ-01, БДКГ-03, БДКГ-04

17.11.4. Основные характеристики

Диапазон измерения мощности амбиентной эквивалентной дозы рентгеновского и гамма-излучения

Блок обработки и индикации	10 мкЗв/ч - 100 мЗв/ч
БДПС-02	0,1 мкЗв/ч - 30 мЗв/ч
БДКГ-01	0,1 мкЗв/ч - 10^3 в/ч
БДКГ-03	0,03—300 мкЗв/ч
БДКГ-04	0,05 мкЗв/ч—3 Зв/ч

Диапазон измерения амбиентной эквивалентной дозы рентгеновского и гамма-излучения

Блок обработки и индикации	10 мкЗв - 10Зв
БДПС-02	0,1 мкЗв - 1 Зв
БДКГ-01	0,1 мкЗв - ЮЗв
БДКГ-03	0,03 мкЗв - 10 мЗв
БДКГ-04	0,05 мкЗв - 10 Зв

Диапазон измерения плотности потока альфа-частиц с поверхности

БДПА-01	0,1 - 10^5 част./ (мин·см ²)
БДПС-02	3 - 10^6 част./ (мин·см ²)

бета-частиц с поверхности

БДПБ-01	1 - 10^5 част./ (мин·см ²)
БДПС-02	10 - 10^6 част./ (мин·см ²)

Диапазон измерения мощности амбиентной эквивалентной дозы нейтронного излучения от Pu-Be источников

БДКН-01	0,1 мкЗв/ч - 10 мЗв/ч
---------	-----------------------

Диапазон измерения амбиентной эквивалентной дозы нейтронного излучения от Pu-Be источников

БДКН-01	0,1 мкЗв - 10Зв
---------	-----------------

Диапазон измерения плотности потока нейтронов

БДКН-01	0,1 - 10^4 нейтр/ (см ² ·с)
---------	--

Диапазон энергий рентгеновского и гамма-излучения

Блок обработки и индикации	50 кэВ - 3 МэВ
БДПС-02	20 кэВ - 3 МэВ
БДКГ-01, БДКГ-03	50 кэВ - 3 МэВ

БДКГ-04	20 кэВ- 3 МэВ
Диапазон энергий регистрируемых альфа-частиц	
БДПС-02	4-7 МэВ
БДПА-01	3-7 МэВ
Диапазон энергий регистрируемых бета-частиц	
БДПС-02	250 кэВ- 3,5 МэВ
БДПБ-01	225 кэВ- 3,5 МэВ
Диапазон энергий регистрируемых нейтронов	
БДКН-01	2,5-10 ⁻⁵ кэВ-10 МэВ
Основная погрешность измерения	
мощности дозы	не более ±15%
плотности потока	не более ±30%
Энергетическая зависимость при измерении мощности дозы	
относительно ¹³⁷ Cs	не более +15%
плотности потока	
относительно ⁹⁰ Sr+ ⁹⁰ Y	не более +50%
Диапазон рабочих температур	-30 ÷ +50°C
Относительная влажность воздуха	
при температуре 35°C	до 98%
Класс защиты	IP65
Напряжение питания	
Блок аккумуляторов	6 Вт
Сеть переменного тока частота	50 Гц 220 В
Сеть постоянного тока	12 В
Время непрерывной работы:	
- от сети переменного или постоянного тока	не менее 24 ч
- от полностью заряженного блока аккумуляторов	не менее 24 ч
Уровень промышленных радиопомех	
СТБ ГОСТ Р 51318.22-2001	
Электромагнитная совместимость	
СТБ ГОСТ Р 51317.4.2-2001 СТБ ГОСТ Р 51317.4.3-2001	
Масса, не более:	
Блок обработки и индикации	0,8 кг
БДПС-02	0,3 кг
БДПА-01, БДПБ-01	0,5 кг
БДКН-01	2,5 кг
БДКГ-01	0,42 кг
БДКГ-03	0,8 кг
БДКГ-04	0,6 кг
Габариты, не более:	
Блок обработки и индикации	233×85×67 мм
БДПС-02	080×40 мм
БДПА-01, БДПБ-01	080×196 мм
БДКГ-01	054×255 мм

БДКГ-03

060×295 мм

БДКГ-04

054×252 мм

В комплект поставки прибора входят: блоки детектирования (состав определяется потребителем), блок обработки и индикации информации, сетевой адаптер, ремень плечевой, руководство по эксплуатации. По желанию потребителя прибор может комплектоваться удлинительной штангой, поясным ремнем, принадлежностями и т.д.

17.12. ДОЗИМЕТР-РАДИОМЕТР МКС-АТ6130

Дозиметр МКС-АТ6130 представляет собой носимый малогабаритный прибор, предназначенный для измерения мощности амбиентной эквивалентной дозы и дозы рентгеновского и гамма-излучения, а также для измерения плотности потока бета частиц с загрязненных поверхностей (рис.17.16).

Прибор имеет следующие особенности:

- малые габариты и вес;
- диалоговый режим работы;
- быстрая реакция на статистически значимое изменение мощности дозы;
- селективное измерение γ - и β -излучений в смешанных полях;
- возможность работы в широком диапазоне температур в полевых условиях;
- звуковая и визуальная сигнализации превышения пороговых уровней по дозе,
- звуковой сигнал при регистрации каждого γ кванта (β -частицы) при проведении поиска источников ионизирующего излучения;
- хранение в энергонезависимой памяти до 1000 результатов с датой и временем проведения измерения
- индикация на матричном ЖКИ результатов измерения, текущего времени, даты и символа разряда аккумуляторов.



Рис.17.16. Дозиметр МКС-АТ6130

Области применения прибора:

- дозиметрический контроль на промышленных предприятиях, в медицинских и других учреждениях;
- радиоэкология;
- чрезвычайные ситуации;
- гражданская оборона;
- пожарные и таможенные службы;
- выявление радиоактивного загрязнения денежных купюр
- аварийные подразделения;
- скрытый контроль за перемещением радиоактивных источников.

Для измерения дозы и мощности дозы γ - и рентгеновского излучения применяется торцевой счётчик Гейгера-Мюллера с комбинированным фильтром, компенсирующим ход с жёсткостью. Плотность потока бета-частиц измеряется с помощью полупроводникового детектора. Типовая энергетическая зависимость чувствительности γ - дозиметра приведена на рис. 17.17. В интервале энергий от 20 кэВ до 1,25 МэВ она находится в пределах от -2% до $+18\%$. Типовая зависимость чувствительности прибора от максимальной энергии бета-спектра при измерении плотности потока бета-частиц показана на рис. 17.18.

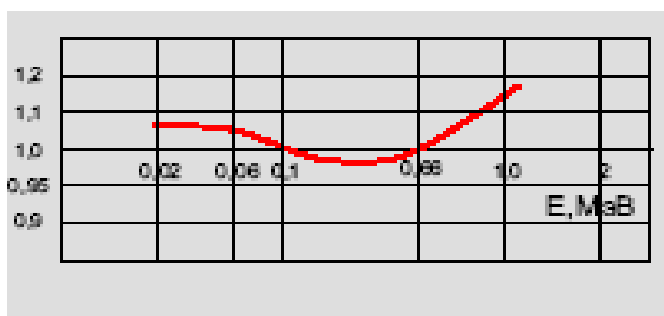


Рис. 17.17. Типовая энергетическая зависимость дозиметра МКС-АТ6130

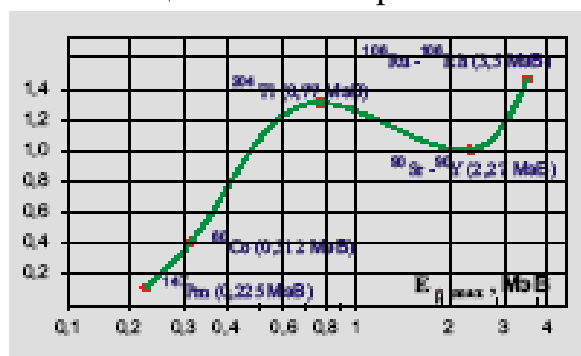


Рис. 17.18. Типовая энергетическая зависимости дозиметра МКС-АТ6130

Основные характеристики:

Диапазон измерения мощности амбиентной эквивалентной дозы рентгеновского и гамма-излучения	0,1 мкЗв/ч – 1 мкЗв/ч
Диапазон измерения амбиентной эквивалентной дозы рентгеновского и гамма-излучения	1 мкЗв – 100 мЗв
Диапазон измерения плотности потока бета-частиц	$10 - 10^4$ част/(мин·см ²)
Диапазон энергий рентгеновского и гамма-излучения: МКС-АТ6130	20 кэВ – 3 МэВ
МКС-АТ6130А, МКС – АТ6130В	50 кэВ – 3 МэВ
Диапазон максимальной энергии спектра регистрируемых бета-частиц МКС-АТ6130	300 кэВ – 3,5 МэВ
Основная погрешность измерения дозы	$\pm 20\%$

Энергетическая зависимость: при измерении мощности дозы гамма-излучения относительно ^{137}Cs: при измерении мощности дозы бета-излучения относительно ^{90}Sr + ^{90}Y:	$\pm 25\%$ $(-60 \div \pm 50) \%$
Относительная влажность воздуха при температуре 35°C	95%
Диапазон рабочих температур: МКС–АТ6130, МКС-АТ6130В: МКС – АТ6130А с индикацией без индикации	$-20 \div + 50^{\circ}\text{C}$ $-20 \div + 50^{\circ}\text{C}$ $-40 \div + 50^{\circ}\text{C}$
Дополнительная погрешность в рабочем диапазоне температур	10%

ЛИТЕРАТУРА

1. Физическая энциклопедия. – М.: Советская энциклопедия, 1990.
2. Иванов В.И.. Курс дозиметрии: Учебник для вузов. – 4-е изд., перераб. и доп. – М.: Энергоатомиздат, 1988. – 400 с.
3. Radiation Dosimetry. V 1. Second edition. Edited by F.H. Attix & W.C. Roesch. Academic Press, New-York and London, 1968.
4. Прикладная метрология ионизирующих излучений / Ю.И. Брегадзе, Э. К. Степанов, В. П. Ярына. Под ред. Ю. И. Брегадзе.– М.: Энергоатомиздат, 1990.–264 с.
5. Determination of dose equivalents resulting from external radiation sources. ICRU Report N 39. – Bethesda, USA. – 1986.
6. The quality factor in Radiation protection. ICRU report N 40. – Bethesda, USA. – 1986.
7. Микродозиметрия: Докл. 36 МКРЕ/ Пер. с англ. под ред. В.И. Иванова. – М.: Энергоатомиздат, 1988. – 192 с.
8. Радиационная безопасность: Рекомендации Международной комиссии по радиологической защите 1990 г. Публикация 60 МКРЗ. Ч. 2. М.: Энергоатомиздат, 1994.
9. Кларк Р. Меморандум. Эволюция системы радиационной защиты: обоснование необходимости разработки новых рекомендаций МКРЗ. – Медицинская радиология и радиационная безопасность. – 2003. Т. 4в, Мв 4.
10. Широков Ю.М., Юдин Н.П.. Ядерная физика. М.: Наука. 1972.
11. Радиация. Дозы, эффекты, риск/ Пер. с англ.– М.: Мир, 1988.–79 с.
12. Шаров Ю.Н., Шубин Н.В. Дозиметрия и радиационная безопасность.– М.: Энергоатомиздат, 1991.– 280 с.
13. Максимов М.Т., Оджагов Г.О. Радиоактивные загрязнения и их измерение: Учеб. пособие.– М.: Энергоатомиздат, 1989.–304 с.
14. Радиационная безопасность. Величины, единицы, методы и приборы: Доклады 19-й и 20-й Международной комиссии по радиационным единицам и измерениям: Пер. с англ./Под ред. и с комментариями И. Б. Кеирим-Маркуса. – М.: Атомиздат, 1974.
15. The quality factor in Radiation protection. ICRU report N 40. – Bethesda, USA. – 1986.
16. Иванов В. И., Лысцов В. Н. Основы микродозиметрии. – М.: Атомиздат, 1979.
17. Нормы радиационной безопасности НРБ-76/87. М., 1987.
18. Нормы радиационной безопасности НРБ-2002. Мн., 2002.
19. Основные санитарные правила ОСП-2000. Мн., 2000.
20. Алейников В.Е. Дозиметрические величины: Материалы курсов МАГАТЭ. Мн., 2002.
21. Knoll, Glenn F. Radiation detection and measurement.–3rd ed. John Willey & Songs, Inc. New York, 2000.

22. Цирлин Ю.А., Глобус М.Е., Сысоева Е.П. Оптимизация детектирования гамма-излучения сцинтилляционными кристаллами.—М.: Энергоатомиздат, 1991.—152 с.
23. Москалёв Ю.И. Радиобиология инкорпорированных радионуклидов. — М.: Энергоатомиздат, 1989. — 264 с.
24. <http://www.atomtex.com>

Учебное издание

Автор:
Батурицкий Михаил Антонович

Дозиметрия (для специальности «Радиоэкология»)

Учебное пособие

Редактор *М.И. Авхимович*
Технический редактор *М.Л. Шимкевич*

Сдано в набор 20.08.2005. Подписано в печать 10.10.2005. Формат 60×84 1/16.
Гарнитура Times New Roman. Усл. печ. л. 23,72. Уч.-изд. л. 21,31. Тираж 50 экз.

Международный государственный экологический
университет им. А.Д. Сахарова
ул. Долгобродская, 23, 220009, Минск, Республика Беларусь